

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas – CFM

## **Espectroscopia Espacialmente Resolvida do Fluxo de Acréscimo em IP Pegasi \***

**Roberto Kalbusch Saito**

Dissertação realizada sob orientação do Prof.  
Dr. Raymundo Baptista e apresentada ao Departa-  
mento de Física da UFSC em preenchimento parcial  
dos requisitos para obtenção do título de Mestre em  
Física.

Florianópolis  
2004

---

\* Trabalho financiado pelo Conselho de Aperfeiçoamento de Pessoal do Ensino Superior (CAPES).

Para minha família, pela paciência e carinho demonstrados.

Em especial aos meus pais Lezi e José, que me  
apoiam com dedicação e amor  
ao longo desta trajetória.

## AGRADECIMENTOS

- A Raymundo Baptista, orientador, professor e amigo, por sua dedicação e paciência ao longo destes anos, ao transmitir, de forma intensa e verdadeira, a paixão por fazer ciência.
- Aos professores do Grupo de Astrofísica da UFSC, Roberto Cid e Antônio Kanaan, por sua amizade e apoio, que em muito contribuíram em minha formação.
- Aos colegas do Grupo de Astrofísica da UFSC, por todos os momentos de estudo, trabalho e diversão, que proporcionaram um excelente ambiente de aprendizado; em especial ao “*Big Man*” Alexandre Bortoletto, por seu desprendimento e amizade.
- Aos amigos e pessoas especiais, que por seu carinho, conselhos, ou mesmo curiosidade, me incentivaram nesta jornada.
- Aos professores do Departamento de Física da UFSC, peças de vital importância ao longo de meu aprendizado.
- Aos servidores do Departamento de Física da UFSC que, direta ou indiretamente, colaboraram nesta conquista.

*A gratidão é um mistério, não pelo prazer que temos com ela, mas pelos obstáculos que com ela vencemos. É a mais agradável das virtudes, e o mais virtuoso dos prazeres. E este prazer que devo à vocês, não é apenas para mim. Esta alegria é nossa. Esta vitória é de todos nós. Muito obrigado.*

## RESUMO

Novas anãs provêm excelente ambiente para avanços no conhecimento da física do acréscimo. IP Pegasi é uma nova-anã eclipsante de  $P_{orb} = 3,8$  hr onde são observadas erupções recorrentes com 1 – 2 semanas de duração,  $\simeq 2$  mag de brilho num intervalo de 60 – 120 dias. Neste trabalho apresentamos um estudo do espectro e da estrutura do disco de acréscimo de IP Pegasi no declínio de uma erupção, com o auxílio da técnica de mapeamento por eclipse, a partir de dados de espectroscopia com resolução temporal no ultravioleta de três eclipses, obtidos com o Telescópio Espacial Hubble. Os mapas de eclipse da primeira das monitorias apresenta evidências de braços espirais, revelando que os mesmos ainda estão presentes no disco de acréscimo 10 dias após o início da erupção. Nos espectros espacialmente resolvidos as linhas mais intensas aparecem em emissão em qualquer raio, sendo mais intensas nas partes internas do disco. O espectro da emissão do *gas stream* é indistingüível do espectro do disco nas partes internas, porém difere de forma notável nas partes intermediárias e externas do disco. As linhas aparecem em absorção em todos os raios e a emissão diferenciada evidencia o transbordamento do jorro de matéria (*gas stream overflow*). A largura à meia altura da linha de CIV é aproximadamente constante com o raio, em contraste com a dependência  $v \propto R^{-1/2}$  esperada para um gás em órbita Kepleriana, sugerindo sua origem em uma região verticalmente extensa (cromosfera + vento). A componente não-eclipsada contribui com  $\sim 4$  % do fluxo na linha de CIV na primeira das monitorias; a contribuição é desprezível nos outros comprimentos de onda. Nas monitorias restantes os valores da componente não-eclipsada são desprezíveis. Ajustamos modelos de atmosferas estelares aos espectros espacialmente resolvidos. A distribuição radial de temperatura no disco nas três monitorias é mais plana que o esperado pelo modelo de discos opticamente espessos em estado estacionário ( $T \propto R^{-3/4}$ ), com  $T \simeq 20000$  K nas partes centrais do disco e  $T \simeq 9000$  K nas partes externas. Os ângulos sólidos resultantes dos ajustes são menores que o esperado para os parâmetros do sistema. A dependência radial dos ângulos sólidos indica que o ângulo de abertura aumenta com o raio do disco.

## ABSTRACT

Dwarf novae systems are excellent environments for advances in the knowledge of accretion physics. IP Pegasi is an eclipsing dwarf nova with  $P_{orb} = 3.8$  hr which shows recurrent outbursts of 1 – 2 weeks-long, of  $\simeq 2$  mag amplitude every 60 – 120 days. In this work we study the spectrum and the structure of the accretion disc of IP Pegasi in the decline of an outburst, based on eclipse mapping analysis of time-resolved ultraviolet spectroscopy covering three eclipses, secured with the Hubble Space Telescope. The eclipse maps of the first run show evidence of spiral arms, revealing that they are still present in the accretion disc 10 days after the onset of the outburst. In the spatially resolved spectra the strongest lines appear in emission at any radius, showing higher strengths in the inner regions. The spectrum of the gas stream is indistinguishable from the disc spectrum in the inner regions, but is clearly distinct from the disc spectrum in the intermediate and outer disc, with the major lines appearing in absorption. There is clear evidence of gas stream overflow. The full width half maximum of CIV is approximately constant with radius, in contrast to the expected  $v \propto R^{-1/2}$  law for a gas in Keplerian orbit, indicating its origin in a vertically extended region (chromosphere + wind). The uneclipsed component contributes with  $\sim 4$  % of the flux in CIV in the first run, and becomes negligible in the remaining runs. We fit stellar atmosphere models to the spatially resolved spectra. The radial run of the temperature of the disc of the three runs is flatter than the expected  $T \propto R^{-3/4}$  law for steady-state optically thick discs models, with  $T \simeq 20000$  K in the inner regions and  $T \simeq 9000$  K in the outer disc regions. The resulting solid angles of the fit are smaller than the expected value based on the parameters of the system. The radial run of the solid angles suggests the possibility of a flared disc, which decrease in thickness towards the end of the outburst.

# SUMÁRIO

1. <i>Introdução</i> . . . . .	6
1.1 Motivação e objetivos . . . . .	6
2. <i>Revisão bibliográfica</i> . . . . .	8
2.1 Variáveis cataclísmicas . . . . .	8
2.2 Discos de acréscimo . . . . .	16
2.3 Novas-anãs . . . . .	20
2.4 IP Pegasi . . . . .	28
2.5 Mapeamento por eclipse . . . . .	30
3. <i>Observações e análise de dados</i> . . . . .	43
3.1 Observações e redução de dados . . . . .	43
3.2 Construção das curvas de luz . . . . .	47
3.3 Mapas de eclipse . . . . .	48
4. <i>Resultados e discussão</i> . . . . .	50
4.1 Estruturas no disco . . . . .	50
4.2 Espectros espacialmente resolvidos . . . . .	54
4.3 Distribuição radial da EW e FWHM das linhas . . . . .	58
4.4 Componente não-eclipsada do espectro . . . . .	60
4.5 Distribuição radial de temperatura . . . . .	61
5. <i>Conclusões e perspectivas</i> . . . . .	65
5.1 Sumário e conclusões . . . . .	65
5.2 Perspectivas . . . . .	66
<i>Bibliografia</i> . . . . .	67
<i>Apêndice</i> . . . . .	72
A. <i>Reconstrução de mapas com curvas de luz incompletas em fase</i> . . . . .	72

# Capítulo 1

## Introdução

### *1.1 Motivação e objetivos*

Discos de acrecimento são notáveis dispositivos cósmicos que permitem depositar matéria sobre um objeto, em um fenômeno denominado de acrecimento, pela remoção do momento angular por atrito viscoso enquanto transformam a energia potencial gravitacional liberada em calor e, finalmente, em radiação. Discos de acrecimento são bastante comuns em astrofísica, estando presentes em uma ampla gama de cenários que vão da formação de estrelas e sistemas planetários até a energética de quasares e núcleos ativos de galáxias (Frank, King & Raine 1992).

A despeito de sua importância geral e do considerável esforço desenvolvido ao longo da última década tanto em observações quanto em teoria, a estrutura e a física básica dos discos de acrecimento permanecem pouco compreendidas. Um dos principais problemas não resolvidos diz respeito ao mecanismo anômalo de viscosidade responsável pelo espiralar da matéria no disco em direção ao objeto central.

Novas anãs são sistemas binários em interação nos quais uma estrela tipo solar, a secundária, transfere matéria para uma companheira anã branca, a primária, via um disco de acrecimento. Estes sistemas apresentam erupções recorrentes de 2 – 5 magnitudes em escalas de tempo de algumas semanas a poucos meses, causadas ou por uma instabilidade na transferência da matéria pela secundária ou por uma instabilidade térmica do disco de acrecimento que o faz passar rapidamente de um regime de baixa para alta viscosidade (Warner 1995).

Novas anãs eclipsantes fornecem um excelente ambiente para avanços significativos no conhecimento da física do acrecimento uma vez que a ocultação do disco e da anã branca

pela secundária pode ser usada para inferir a geometria e os parâmetros da binária (e.g. Baptista et al. 1998), e técnicas tomográficas como o mapeamento por eclipses podem ser usadas para investigar a estrutura, o espectro e a evolução temporal de seus discos de acrecimento (Horne 1985; Rutten et al. 1993; Baptista & Catalán 2001).

Choques espirais foram propostos por vários pesquisadores como um possível mecanismo para o transporte de momento angular em discos de acrecimento (Savonije, Papaloizou & Lin 1994) e podem ser a chave, juntamente com a viscosidade magnética, para a compreensão do mecanismo de viscosidade. A recente descoberta de choques espirais no disco de acrecimento de IP Pegasi em erupção (Steehgs, Harlaftis & Horne 1997; Baptista, Harlaftis & Steehgs 2000; Baptista, Haswell & Thomas 2002) corroborou o resultado de simulações hidrodinâmicas (Stehle 1999) e suscitou enorme interesse pela investigação deste fenômeno. Prevê-se que os choques sejam produzidos nas partes externas do disco pelo efeito de maré causado pela secundária. Durante a erupção o disco se expande e suas partes externas sentem mais efetivamente a atração gravitacional da secundária levando à formação de braços espirais.

Neste trabalho aplicamos técnicas de mapeamento por eclipse a dados de espectroscopia rápida obtidos com o Telescópio Espacial Hubble da nova anã IP Pegasi no declínio de uma erupção ocorrida em maio de 1993. A partir de um conjunto de  $58 \times 3$  mapas de eclipse monocromáticos produzimos espectros espacialmente resolvidos do disco de acrecimento, possibilitando inferir as condições físicas do gás. Investigamos a presença de choques espirais nos estágios finais da erupção e acompanhamos a evolução temporal da distribuição de brilho e do espectro das diversas regiões do disco ao longo do declínio da erupção.

Este trabalho está organizado da seguinte forma. O Capítulo 2 consiste de uma revisão bibliográfica sobre estrelas variáveis cataclísmicas, dando ênfase em discos de acrecimento e sistemas do tipo novas anãs. Está também incluso um breve histórico sobre o sistema IP Pegasi e uma revisão das técnicas de mapeamento por eclipse. O Capítulo 3 descreve as observações e a redução de dados de IP Pegasi, bem como os procedimentos de análise utilizados. O Capítulo 4 apresenta os resultados da análise e sua discussão. O sumário dos resultados obtidos e as perspectivas para a continuidade do trabalho no doutorado são apresentados no Capítulo 5.



# Capítulo 2

## Revisão bibliográfica

### 2.1 Variáveis cataclísmicas

Estrelas variáveis cataclísmicas são sistemas binários onde uma estrela, chamada de secundária, transfere matéria para uma estrela companheira, chamada estrela primária. Nestes sistemas a estrela primária é sempre uma estrela do tipo anã-branca; já a secundária pode ser uma estrela do tipo gigante vermelha, uma anã-branca, bem como uma estrela do tipo solar (Warner 1995). A classificação das variáveis cataclísmicas está baseada principalmente na morfologia de suas curvas de luz.

É provável que todas as variáveis cataclísmicas possuam campos magnéticos, que podem ser da estrela secundária, da estrela primária bem como do disco de acrecimento. Possivelmente estes campos controlam a evolução orbital do sistema por freamento magnético (magnetismo na secundária) e é também provável que forneçam a fonte de viscosidade observada nos discos de acrecimento (magnetismo no disco). Os sistemas ditos magnéticos, onde o campo da estrela primária é intenso ( $B \simeq 10^6 - 10^7 \text{ G}$ ) são divididos em duas subclasses: *polares* e *polares intermediárias*. Polares são sistemas onde o campo magnético da primária é intenso ( $B \simeq 10^7 \text{ G}$ ) e o fluxo de matéria proveniente da secundária é acrescido diretamente sobre a primária pelas linhas do campo magnético sem a formação de um disco. Polares intermediárias apresentam campos magnéticos menos intensos que as polares ( $B \simeq 10^6 \text{ G}$ ) e existe a formação do disco de acrecimento, porém este disco é truncado pelo campo magnético nas proximidades da primária e o acrecimento final também ocorre pelas linhas do campo magnético da anã branca (Warner 1995).

Os sistemas onde o campo magnético da estrela primária é relativamente baixo ( $B \lesssim 10^5 \text{ G}$ ) e o movimento do gás da secundária para a primária é determinado predominantemente pela hidrodinâmica do fluxo de acrecimento são chamados de sistemas não-

magnéticos. Os sistemas não magnéticos são sub-divididos em *novas clássicas*; *novóides* (separadas em quatro sub-classes: UX UMa, RW Tri, SW Sex e VZ Scl); *novas recorrentes* e *novas-anãs* (divididas em três sub-classes: Z Cam, SU UMa e U Gem).

Por definição, novas clássicas são sistemas onde apenas uma erupção foi observada. A faixa de brilho entre o estágio de pré-nova e o máximo de brilho vai de 6 até 19 mag e está fortemente correlacionada com a taxa em que as novas clássicas enfraquecem em brilho após o máximo. As erupções de novas clássicas são satisfatoriamente modeladas por explosões termonucleares do material rico em hidrogênio acrescido sobre a superfície da anã-branca. Novas recorrentes são sistemas previamente reconhecidos como novas clássicas, porém que repetiram suas erupções. A distinção entre novas anãs e novas recorrentes ocorre espectroscopicamente; novas recorrentes apresentam um envelope que é ejetado a grandes velocidades enquanto que em novas anãs esta ejeção não é observada, porém, um forte vento pode ocorrer durante a erupção do objeto (Warner 1995).

A classe das novóides inclui todas as variáveis cataclísmicas não eruptivas. As novóides incluem as pré-novas, as pós-novas e as prováveis estrelas Z Cam que se encontram efetivamente em um permanente estado de *standstill* (ver seção 2.3); também incluem as estrelas VY Scl – que apresentam ocasionais reduções de brilho de uma magnitude máxima aproximadamente constante devido à temporária diminuição da taxa de transferência de massa da secundária – bem como todos os sistemas onde a base observacional (de cerca de um século) é demasiadamente curta para revelar o caráter cataclísmico do objeto. A identificação destes objetos é geralmente feita de forma espectroscópica; seus espectros se assemelham aos de novas pós-erupção e aos de novas anãs em erupção.

Novas anãs apresentam erupções de 2 – 5 mag e o intervalo entre as erupções varia de alguns dias a poucos meses em uma escala de tempo bem definida para cada objeto; a duração de cada erupção vai de  $\sim 2 - 20$  dias e está correlacionada com o intervalo entre as erupções. Os sistemas tipo novas-anãs serão descritos com detalhes na seção 2.3. As novóides se diferenciam de novas anãs pois seus discos são continuamente brilhantes, equivalendo em brilho aos discos de novas anãs em erupção. Isto torna estes sistemas mais fáceis de serem detectados em comparação às novas anãs em quiescência.

De uma forma geral, o período orbital ( $P_{orb}$ ) é o parâmetro físico melhor conhecido de uma variável cataclísmica. Individualmente o período orbital revela informações sobre a dimensão espacial da binária e, de forma coletiva, a distribuição em período orbital revela a evolução das variáveis cataclísmicas em função da população existente em cada faixa de período orbital e permite inferir o estado evolutivo atual destas binárias. A Fig. 1.1 mostra a distribuição de períodos orbitais para as variáveis cataclísmicas de acordo com

suas sub-classes (Warner 1995). Desta figura podemos chegar a algumas conclusões:

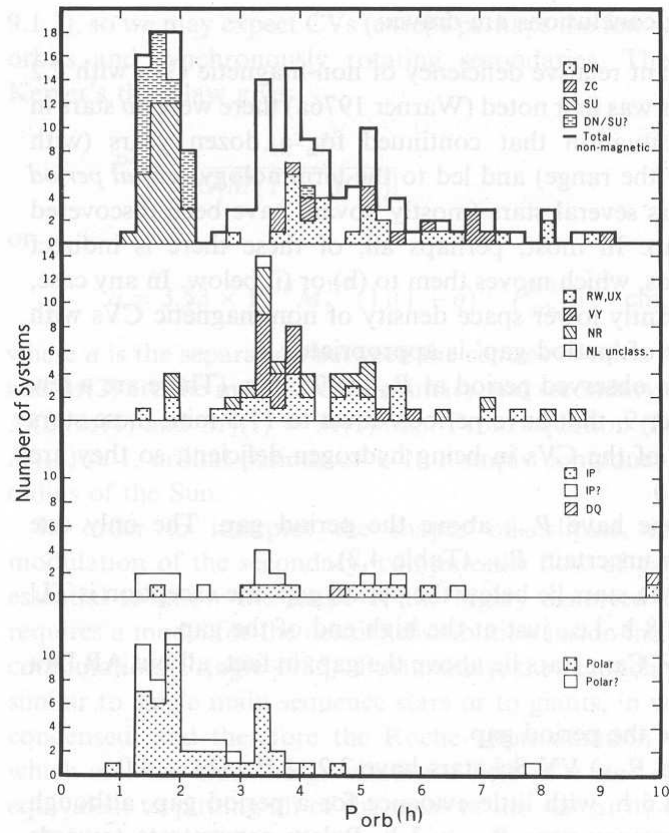


Fig. 2.1: Distribuição em período orbital para variáveis cataclísmicas de acordo com as sub-classes (Warner 1995).

- Existe uma grande deficiência de cataclísmicas não-magnéticas com  $2,2 \leq P_{orb} \leq 2,8$  h. Esta evidência levou ao uso do termo "lacuna de período" para descrever esta deficiência.
- Existe um valor mínimo de período orbital,  $P_{orb} \simeq 75$  min.
- A maioria das novas não-magnéticas possuem  $P_{orb}$  acima da lacuna de período.
- Todas as estrelas SU UMa possuem período abaixo da lacuna com exceção de TU Men que possui  $P_{orb} = 2,8$  h, isto é, no limite superior da lacuna.
- Todas as estrelas U Gem e Z Cam possuem período acima da lacuna.
- A maioria das novóides possuem período acima da lacuna.

- g. A maioria das estrelas VY Scl possuem  $3,2 \leq P_{orb} \leq 4,0$  h.
- h. Todas as estrelas do tipo polar apresentam  $P_{orb} \leq 4,6$  h.
- i. À exceção de uma estrela, todas as estrelas definidas como polares intermediárias tem  $P_{orb}$  acima da lacuna.

Por definição, binárias próximas são sistemas binários em que existe uma significativa interação gravitacional entre as estrelas componentes por conta da lei do inverso dos quadrados da atração gravitacional. Devido à proximidade entre as componentes, podem ocorrer interações radiativas (onde ocorre o aquecimento da face de uma das estrelas devido à companheira mais quente) ou interações por efeito de maré, distorcendo ambas as componentes pela combinação de efeitos gravitacionais e centrífugos. Em variáveis cataclísmicas a secundária é sempre fortemente distorcida pela influência gravitacional da estrela primária (Warner 1995).

A interação por efeitos de maré causa a sincronização da rotação com a revolução orbital e elimina eventuais excentricidades da órbita. A escala de tempo para alcançar estas condições ( $\sim 10^4 - 10^5$  anos) é muito curta se comparada ao tempo de vida de uma variável cataclísmica ( $\sim 10^{10}$  anos). Desta forma, espera-se que a grande maioria das variáveis cataclísmicas esteja numa órbita circular, com uma secundária em rotação síncrona com a binária.

A transferência de matéria da estrela secundária para a primária e o posterior acréscimo sobre a superfície da anã-branca é uma característica fundamental das variáveis cataclísmicas. Durante o processo de transferência, a matéria acrescida perde momento angular enquanto espirala em torno da primária, levando à formação de um disco de acréscimo em torno da anã-branca. A transferência de matéria pode se dar em consequência da expansão de uma das estrelas (por evolução nuclear) ou da diminuição da separação entre as componentes (por perda de momento angular orbital). Em ambos os casos a transferência se inicia quando a força gravitacional da primária é suficiente para atrair as partes externas da estrela secundária. Também pode haver transferência de matéria devido à ejeção de matéria em forma de vento por uma das estrelas, com parte do vento sendo capturado pela força gravitacional da estrela companheira (Frank, King & Raine 1992).

Pela terceira lei de Kepler, temos:

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G[M(1) + M(2)]} \quad (2.1)$$

ou

$$a = 3,53 \times 10^{10} M_1^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{orb}^{2/3} \text{ (h) cm} \quad (2.2)$$

onde  $a$  é a distância entre o centro de massa de cada componente da binária,  $M(1)$  e  $M(2)$  são as massas da primária e da secundária respectivamente,  $q$  é a razão de massa  $M(2)/M(1)$  e  $M_1(1) = M(1)/M_\odot$ .

Para podermos, por exemplo, interpretar de forma correta o perfil dos eclipses é necessário sabermos quão distorcida é a forma da estrela secundária. Para este propósito é necessário modelar a distribuição interna de massa da secundária (Pringle 1985). Uma vez que a maioria das variáveis cataclísmicas possui como secundária uma estrela da sequência principal ou uma estrela do tipo gigante, onde a maior parte da massa está concentrada no centro da estrela, podemos adotar a geometria de Roche (Kopal 1959) assumindo que o campo gravitacional da estrela é tal que não sofre distorção pela forma da estrela; isto é equivalente à utilização do conceito de massa pontual. A forma das superfícies equipotenciais de Roche depende exclusivamente da razão de massa  $q$  e sua escala é determinada pela separação entre as estrelas  $a$ . O potencial gravitacional de Roche ( $\Phi_R$ ) é dado por:

$$\Phi_R = \frac{GM(1)}{a} F\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}, \frac{z}{a}, q\right) \quad (2.3)$$

onde  $(x, y, z)$  é um sistema de coordenadas cartesiano com origem na primária e que gira com a binária. O eixo  $x$  é definido ao longo da linha que une os centros das estrelas,  $z$  é perpendicular ao plano orbital e  $y$  é no sentido do movimento orbital da primária. Na Fig. 2.2 são mostradas seções equipotenciais no plano da órbita ( $z = 0$ ) para  $q = 0, 5$ . A forma de cada equipotencial é determinada por dois fatores: rotação, que suaviza a estrela ao longo do eixo de rotação, e força de maré, que alonga a estrela na direção da companheira.

Quando o raio da estrela secundária é relativamente pequeno em comparação com a separação orbital, ela é praticamente esférica (equipotencial mais interna em torno da estrela 2 na Fig. 2.2). Se a secundária expande, sua superfície torna-se cada vez mais distorcida até o ponto em que preenche a superfície que passa pelo *ponto lagrangeano interno* ( $L_1$ ), que é um ponto de sela do potencial de Roche. Esta superfície, chamada de lóbulo de Roche, é a maior equipotencial fechada que pode conter a massa da estrela secundária.

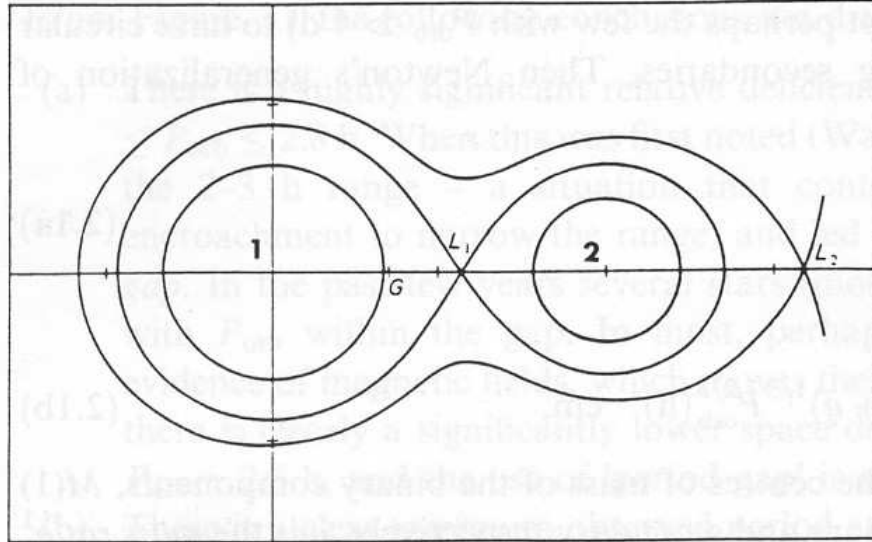


Fig. 2.2: Equipotenciais de Roche. Os centros da primária (1), secundária (2) e o centro de gravidade (G) são mostrados para uma razão de massa  $q = 0,5$ .  $L_1$  e  $L_2$  são os pontos lagrangeanos interno e externo respectivamente. Modificado de Pringle (1985).

Qualquer expansão posterior da secundária resultará na transferência de massa para a primária através do ponto  $L_1$ . Um sistema binário onde ambas as componentes estão dentro de seus lóbulos de Roche é chamado de sistema desligado. Um sistema onde uma das estrelas preenche seu lóbulo de Roche é chamado de sistema semi-ligado. Um sistema é chamado ligado ou de contato quando ambas as estrelas preenchem seus respectivos lóbulos.

O ponto  $L_1$  é comum para as equipotenciais fechadas das duas estrelas e é o ponto onde a atração gravitacional das duas estrelas é exatamente igual, isto é  $\partial\Phi_R/\partial x = 0$ . Um segundo ponto lagrangeano,  $L_2$ , satisfaz as mesmas condições acima e determina a maior superfície equipotencial fechada para um sistema de contato. Existe um terceiro ponto lagrangeano,  $L_3$ , situado do lado oposto do sistema em relação a  $L_2$ .

Ao preencher seu lóbulo de Roche, o gás pode escapar da atmosfera da estrela secundária para a primária via  $L_1$  com uma velocidade que é aproximadamente a velocidade térmica dos átomos no gás (Lubow & Shu 1975). O jato de matéria saindo de  $L_1$  possui um núcleo mais denso e um perfil de densidade aproximadamente gaussiano. A estrela

secundária perde massa com uma taxa:

$$\dot{M}(2) = Q\rho_{L_1}c_s \quad (2.4)$$

onde  $Q$  é a seção de choque efetiva do fluxo de acréscimo,  $\rho_{L_1}$  é a densidade em  $L_1$  e  $c_s$  é a velocidade do som, no caso isotérmico.

Após passar por  $L_1$ , o fluxo de gás proveniente da secundária é defletido pelo efeito de Coriolis e forma um ângulo com o eixo  $x$  que é função apenas da razão de massa  $q$ ; as partículas do gás são atraídas pela estrela primária e a velocidade do gás aumenta rapidamente passando de um regime sônico para velocidades hipersônicas. Pelo princípio de conservação de energia ao longo da trajetória, as partículas obedecem à equação

$$\frac{1}{2}\dot{r} + \Phi_R = \text{constante}. \quad (2.5)$$

Desta forma, se inicialmente uma partícula possui velocidade nula ( $\dot{r} = 0$ ) sobre o lóbulo de Roche, esta não terá energia suficiente para cruzar outra vez o lóbulo. Por conseqüência, uma partícula que adentre o lóbulo de Roche da primária com velocidade muito próxima a zero estará totalmente aprisionada a este lóbulo.

Para um sistema não-magnético, no início do processo de transferência o fluxo de gás passa pela estrela primária e colide consigo mesmo em um ponto dentro do lóbulo de Roche relativamente próximo à primária. Esta colisão em velocidades hipersônicas eleva a temperatura do gás, irradiando a energia cinética do impacto. Entretanto, o momento angular é conservado e, como a órbita circular é a órbita de menor energia para um dado momento angular, a dissipação forma um anel de gás em torno da primária (Fig. 2.3).

O anel formado possui um raio finito. Qualquer processo viscoso que esteja presente no gás gera aquecimento devido a este *atrito viscoso* sobre o gás; o atrito ocorre entre partículas em órbitas vizinhas devido à rotação diferencial de um gás em órbita Kepleriana ( $v \propto R^{-1/2}$ ). O calor é irradiado e parte da energia é perdida pelas partículas nas órbitas mais internas do potencial gravitacional da primária, fazendo com que estas orbitem cada vez mais internamente. Ao mesmo tempo, um número menor de partículas se move para raios maiores, de forma a conservar o momento angular. Desta forma, do anel inicial, forma-se um disco de gás em torno da estrela primária (Fig. 2.3).

Com o disco uma vez totalmente estabilizado, o fluxo de gás supersônico oriundo da secundária impacta sobre a borda externa do disco criando uma região aquecida que

irradia no óptico com uma energia em muitos casos muito maior de que todas as outras componentes do sistema combinadas (primária, secundária e disco) (e.g. novas anãs em quiescência). Esta região do disco é conhecida como *bright spot* ou *hot spot*.

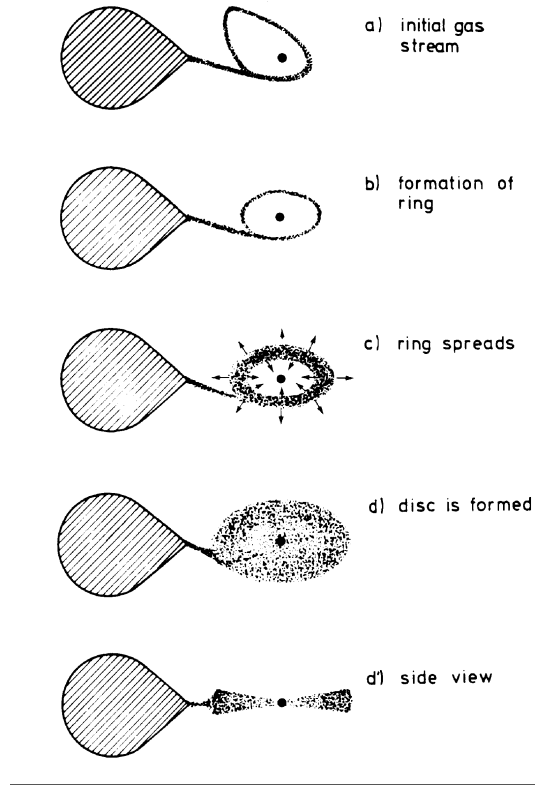


Fig. 2.3: Ilustração esquemática da formação inicial do anel e a evolução até a criação do disco (Verbunt 1982).

Variáveis cataclísmicas apresentam uma valiosa oportunidade para a observação e interpretação de discos astrofísicos. Tanto discos em estado estacionário como discos fora do equilíbrio podem ser encontrados em um mesmo de objeto em diferentes épocas (Warner 1995). O brilho da muitas variáveis cataclísmicas em estado estacionário bem como certamente todas as novas anãs em erupção é dominado pela emissão do disco. Embora o comportamento do sistema seja praticamente determinado pelas duas estrelas, a teoria de discos de acréscimo é a chave para a interpretação de vários aspectos das variáveis cataclísmicas.



## 2.2 Discos de acréscimo

Pode-se assumir que o fluxo de matéria da secundária está contido na região do plano orbital e a turbulência do impacto no *bright spot* não possui fração de energia suficiente para alargar o fluxo de matéria para fora do plano orbital: o gás possui momento angular predominantemente no plano da órbita. A densidade do gás no disco é determinada pelo equilíbrio hidrostático que leva à obtenção de disco pouco espesso, um disco geometricamente fino: em uma primeira aproximação, o disco pode ser considerado bi-dimensional.

O disco está suficientemente próximo à primária de modo que muitos aspectos podem ser obtidos ignorando o campo gravitacional da secundária. Entretanto, efeitos de maré sobre as regiões externas do disco são de vital importância em certas situações (Warner 1995). Ao longo da maior parte do disco, a velocidade angular  $\Omega(r)$  das partículas é predominantemente Kepleriana, de valor,

$$\Omega_K(r) = \left[ \frac{GM(1)}{r^3} \right]^{1/2}. \quad (2.6)$$

Entretanto, o atrito viscoso entre anéis adjacentes causa o movimento de muitas partículas em direção à primária. Esta alteração radial de velocidade é definida como  $v_{rad}$ , e é muito menor que a velocidade Kepleriana no raio correspondente. Podemos definir também a densidade superficial  $\Sigma$  como sendo a massa por unidade de área integrada ao longo da direção  $z$ . A equação para a dependência temporal que determina a estrutura do disco, utilizando a conservação de massa e de momento angular para órbitas Keplerianas e circulares, pode ser escrita como

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_k \Sigma r^{1/2}) \right] \quad (2.7)$$

onde  $\nu_k$  é o coeficiente de viscosidade cinemática efetiva do gás.

Esta é uma equação de difusão não-linear: a matéria flui para as partes internas em direção à primária enquanto o momento angular flui para as partes externas do disco. Este resultado em  $\Sigma$  é possível somente após decorrido uma escala de tempo viscoso

$$t_\nu(r) \sim r/v_{rad} \sim \frac{r^2}{\nu_k}, \quad (2.8)$$

isto é, o tempo levado para a perturbação na densidade em  $r$  ser expandida sobre toda a

distância radial  $r$ .

Um exemplo de aplicação da equação (2.7) é a evolução do anel de gás em  $r_r$  para o início do processo de transferência de massa da secundária. Assumindo  $\nu_k = \text{constante}$ , a equação (2.7) pode ser resolvida (Pringle 1981; Frank, King & Raine 1992) demonstrando a expansão do anel até a formação do disco (Fig. 2.4).

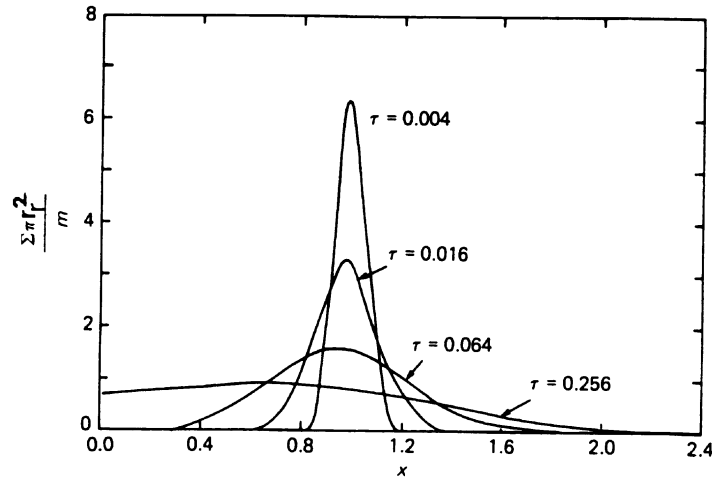


Fig. 2.4: Espalhamento de um anel de massa  $m$  devido à ação de torque viscoso. A densidade superficial  $\Sigma$  é mostrada como uma função das variáveis adimensionais  $x = r/r_r$  e  $\tau = 12\nu_k t r_r^{-2}$ . De Pringle (1981).

Se a taxa  $\dot{M}(2)$  em que a massa é transferida muda em uma escala de tempo muito maior que  $t_\nu$  o disco se encontra em um *estado estacionário*, com  $\partial\Sigma/\partial t = 0$ .

Integrar a equação (2.7) requer a adoção de condições de contorno para as regiões interna e externa do disco. Para sistemas não-magnéticos, o disco se estende até próximo à superfície da primária, isto é  $r = R(1)$ . Como a estrela rotaciona com uma velocidade angular  $\Omega(1) < \Omega_k[R(1)]$  existe uma região limite onde o material com velocidade Kepleriana é desacelerado até a velocidade equatorial da estrela primária. Esta região é conhecida como *boundary layer*. A outra condição de contorno assume que as interações por efeito de maré pela secundária drenam o momento angular das partes externas, limitando o tamanho do disco.

Das condições de contorno acima citadas e considerando que toda a energia dissipada pelo atrito é irradiada pelas duas faces do disco conforme a expressão  $2\sigma T_{ef}^4(r)$ , onde

$T_{ef}$  é a temperatura efetiva e  $\sigma$  é a constante de Stephan-Boltzman, podemos escrever a distribuição radial de temperatura como

$$T_{ef}(r) = T_* \left[ \frac{r}{R(1)} \right]^{-3/4} \left\{ 1 - \left[ \frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\}^{1/4} \quad (2.9)$$

onde

$$T_* = \left[ \frac{3GM(1)\dot{M}(d)}{8\pi\sigma R^3(1)} \right]^{1/4} \quad (2.10)$$

e  $\dot{M}(d)$  é a taxa de acréscimo de matéria no disco. Considerando  $r \gg R(1)$ , obtemos

$$T_{ef} \approx T_* \left( \frac{r}{R(1)} \right)^{-3/4}. \quad (2.11)$$

A equação (2.9) prediz que um disco em estado estacionário apresenta um acentuado gradiente de temperatura superficial, que aumenta a partir das partes externas do disco até alcançar um máximo próximo da superfície da estrela primária. Para taxas de transferências típicas das variáveis cataclísmicas ( $\sim 10^{-8} - 10^{-10} M_\odot/\text{ano}$ ) é esperada uma forte emissão ultravioleta nas partes internas do disco bem como emissão no infravermelho nas partes externas. A estratificação de temperatura é claramente muito diferente do que ocorre em uma atmosfera estelar (Warner 1995).

A equação (2.9) é o ponto de partida para o desenvolvimento de uma teoria para discos em estado estacionário e torna possível a comparação da distribuição de fluxo, integrada sobre a superfície do disco, com as distribuições observadas. Igualmente, é possível usar perfis de eclipses para obtenção da distribuição radial de temperatura do disco de acréscimo (em várias frequências espectrais) que pode ser comparada com a distribuição de temperaturas predita pela equação (2.9). Estas comparações abrem também a possibilidade de verificar a existência de distorções no espectro emitido, ou se o disco é opticamente fino ou opticamente espesso (ou se apresenta profundidades ópticas diferentes em diferentes raios).

A intensidade  $I_\nu$  para uma distribuição de corpo negro é

$$I_\nu \equiv B_\nu = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} (e^{-h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad (2.12)$$

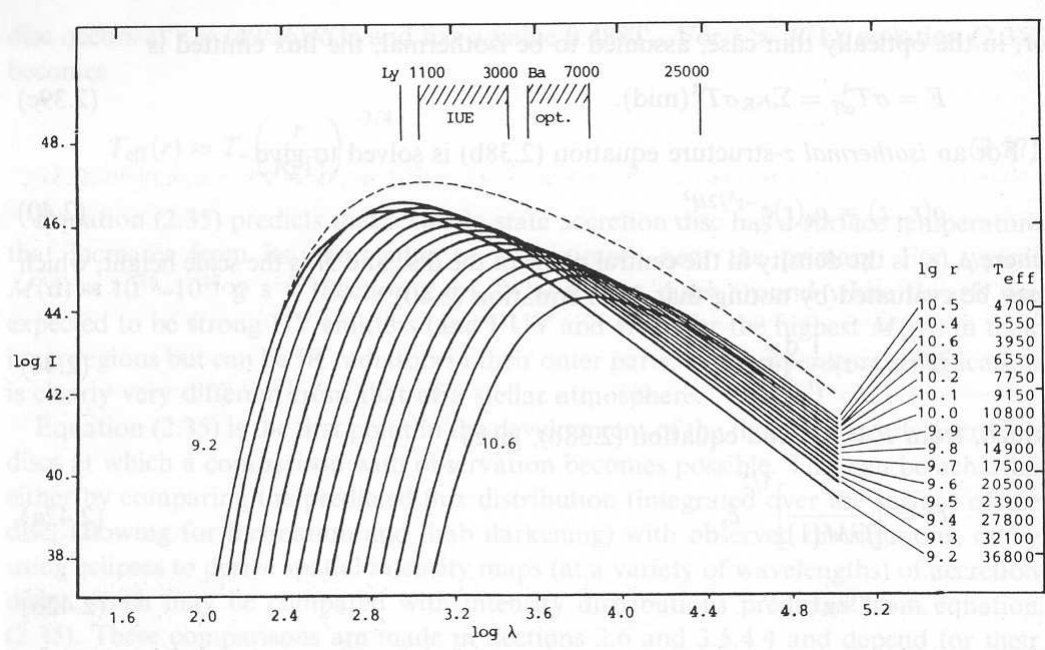


Fig. 2.5: Contribuições de anéis com emissão de corpo negro para a distribuição de intensidade total de um disco de acrecimento para  $M_1(1) = 1$  e  $\dot{M}(d) = 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$ . A intensidade emitida por cada anel é ponderada por sua área. A temperatura efetiva (em K) e o raio (em cm) de cada anel são indicados na figura. Comprimentos de onda e os limites de Balmer e Lyman estão indicados no topo do diagrama. De la Dous (1989).

onde  $\nu$  é a frequência,  $c$  a velocidade da luz e  $h$  a constante de Plank. Assumir a distribuição radial de temperatura conforme a expressão (2.9) e a emissão de corpo negro, expressão (2.12), permite estimar o espectro emitido pelo disco em função de seu raio para o caso de um disco opticamente espesso (p.ex., Fig 2.5).

A solução para as equações de estrutura de discos em estado estacionário utilizando o parâmetro de viscosidade  $\alpha = cte$  e a opacidade de Kramers (Shakura & Sunyaev 1973; Frank, King & Raine 1992) resulta em

$$\frac{H}{r} = 1,72 \times 10^{-2} \alpha^{-1/10} \dot{M}_{16}^{3/20} (d) M_1^{3/8} (1) r_{10}^{1/8} \left\{ 1 - \left[ \frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\}^{3/5}, \quad (2.13)$$

que define a relação entre a escala de altura do disco,  $H$ , e o raio do disco.  $R(1)$  é o raio da estrela primária. Para  $r \gg R(1)$

$$H \propto r^{9/8}. \quad (2.14)$$

Assim, prevê-se que discos de acréscimo em estado estacionário tem face ligeiramente côncava e podem ser iluminados de uma maneira diferenciada pela radiação proveniente da estrela primária e da *boundary layer*. A *boundary layer* pode emitir mais radiação que o restante do disco (Warner 1995), ocasionando um aquecimento significativo (do disco) e, por consequência, em desvios da distribuição de temperatura em relação à equação (2.11).

A profundidade óptica na direção vertical do disco obtida dos modelos é uma função de vários parâmetros. Para grandes valores de  $\alpha$  ( $\geq 1$ ) as densidades são baixas e os discos demonstram-se opticamente finos (Williams 1980). Valores mais realísticos de  $\alpha$  ( $\sim 0.3$ ) levam a um disco opticamente espesso, exceto para baixas temperaturas ( $T \leq 4000K$ ) nas regiões externas do disco (Tylenda 1981; Smak 1984, 1992).

Outra possível fonte de aquecimento das regiões externas do disco é a energia dissipada por interações de maré pela secundária ( $\sim GM(1)\dot{M}(d)/r_d$ ,  $r_d$  é o raio do disco). Este fator somente terá importância se  $r_d \gtrsim 0,8 R_L(1)$ . Neste caso o disco é truncado pela força de maré da secundária e ocorre transferência para a secundária de momento angular das partículas externas do disco (Warner 1995).

### 2.3 Novas-anãs

Novas anãs são variáveis cataclísmicas que apresentam erupções de 2 – 5 mag, com alguns poucos objetos apresentando erupções de amplitude superior a 8 mag (p.ex., WZ Sge). Existem três tipos distintos de sub-tipos de novas anãs, baseados na morfologia da curva de luz das erupções:

- *Z Cam* – São sistemas que apresentam longos patamares de elevado brilho (*standstills*) com cerca de 0,7 mag abaixo do brilho máximo da erupção. Durante estes *standstills*, que possuem uma duração de dezenas de dias a poucos anos, não ocorrem erupções no objeto.
- *SU UMa* – Estes objetos possuem super-erupções nas quais a estrela alcança um estado de máximo de brilho  $\sim 1$  mag mais brilhante que em uma erupção normal e permanece neste estado por um intervalo de tempo aproximadamente cinco vezes maior que o de uma erupção normal.

- *U Gem* – Este sub-tipo inclui todas as novas-anãs que não são sistemas Z Cam nem sistemas SU UMa.

Existem poucas novas anãs relativamente brilhantes, especialmente sistemas eclipsantes, que tem sido preferencialmente observados. Pouco mais de 200 novas anãs foram classificadas mas somente uma fração destas foram suficientemente estudadas ao ponto de se determinar o período orbital do sistema (Warner 1995). Entre as novas anãs em geral, 12 sistemas foram classificadas como Z Cam, 29 como U Gem, 34 como SU UMa e 22 sistemas suspeitos de pertencerem as novas anãs tiveram seus períodos orbitais bem definidos. A grande maioria das SU UMa têm seus períodos orbitais estimados a partir dos períodos de *superhumps*, facilmente mensuráveis durante as super-erupções. As classes U Gem e Z Cam possuem períodos orbitais obtidos principalmente de observações espectroscópicas, com alguns poucos objetos onde variações de natureza orbital (eclipses, modulação do *bright spot*, variações elipsoidais) foram utilizadas para determinação do período.

No estado de mínimo de luz que ocorre entre as erupções (quiescência), o espectro de uma nova anã é caracterizado por linhas de Balmer intensas em emissão sobre um contínuo azul, junto com outras linhas mais fracas de HeI e de alguns elementos mais pesados (Warner 1995). O decremento de Balmer é plano, ou em alguns casos negativo, indicando condições opticamente espessas (Szkody 1976) e as linhas frequentemente convergem para um contínuo de Balmer em emissão (ver Fig. 2.6).

No ultravioleta a variedade de comportamento espectral ocorre independente da profundidade óptica do espectro. A maioria das novas anãs apresenta linhas de emissão típicas de variáveis cataclísmicas com larguras equivalentes (EW) superiores a 70 Å. Entretanto, U Gem mostra um espectro com linhas quase que completamente em absorção como observado em vários objetos (Fabbiano et al. 1981; Panek & Holm 1984; Kiplinger, Sion & Szkody 1991; Long et al. 1993). Este é um efeito devido à inclinação: a intensidade das linhas de emissão decresce com o aumento da inclinação e elas mudam de emissão para absorção para  $i \gtrsim 60^\circ$  (Warner 1995). Esta não é simplesmente uma dependência com a taxa de acréscimo; WX Hyi e YZ Cnc possuem linhas de emissão muito fortes enquanto VW Hyi, OY Car e WZ Sge apresentam linhas de absorção – todos estes são sistemas de baixa  $\dot{M}(d)$ . A correlação com a inclinação não é perfeita, HT Cas e IP Peg possuem linhas de emissão ao longo do espectro (ver Fig. 3.1). Este comportamento contrasta com o comportamento para altos valores de  $\dot{M}(d)$  no óptico ou ultravioleta onde as larguras equivalentes das linhas de emissão aumentam rapidamente com a inclinação.

Para nova anãs o valor típico da taxa de transferência de matéria para sistemas em quiescência é  $\dot{M}(d) \sim 2 \times 10^{-11} - 5 \times 10^{-10} M_{\odot}/ano$  ( $1 - 30 \times 10^{15} g/s$ ) e durante as erupções  $\dot{M}(d) \sim 3 \times 10^{-9} - 1 \times 10^{-8} M_{\odot}/ano$  ( $2 - 6 \times 10^{17} g/s$ ). Novas anãs na subida para erupção e estrelas Z Cam em *standstill* possuem valores típicos de  $\dot{M}(d) \sim 5 \times 10^{-10} - 3 \times 10^{-9} M_{\odot}/ano$ .

Entre os sistemas não eclipsantes alguns mostram modulações de brilho atribuídas a variados aspectos do *bright spot*, outros não apresentam modulação alguma e deduz-se serem sistemas de baixa inclinação. Isto é confirmado com uma correlação entre a amplitude do *hump* orbital e a semi-amplitude da curva de velocidade radial  $K(1)$  (e.g. Kraft 1962). Porém, em alguns sistemas eclipsantes de curto período, até mesmo a assinatura do *bright spot*, presente no perfil do eclipse pelo *hump* orbital, pode ser fraca ou ausente (e.g. HT Cas: Patterson 1981; Horne, Wood & Stiening 1991), o que sugere que o disco inteiro é opticamente fino em tais situações.

A fotometria rápida de sistemas de alta inclinação fornece uma rica oportunidade para estudar a estrutura física de novas anãs. Devido à pequena amostra de novas anãs relativamente brilhantes havia uma carência de fotometria com resolução temporal no ultravioleta antes da entrada em operação do Telescópio Espacial Hubble (HST). Em U Gem e VW Hyi, o *hump* orbital, proeminente no visível, mostrou-se fraco ou ausente no ultravioleta (Wu & Panek 1982; Verbunt et al. 1987), demonstrando que o *bright spot* possui  $T \lesssim 15000$  K. Observações de OY Car revelam uma riqueza de linhas de Fe II em absorção que estão sobrepostas ao fluxo contínuo da primária com temperatura de 16500 K. As linhas se originam em um gás com  $T = 9200$  K, que é provavelmente a parte superior da atmosfera do disco (Horne 1993; Horne et al. 1994).

A transição de um espectro com linhas de emissão em quiescência para um espectro com linhas de absorção no máximo da erupção é mostrada na Fig. 2.6. As linhas de emissão, proeminentes no mínimo, são gradualmente suprimidas pelo aumento do contínuo e bandas em absorção surgem sobre esta base do contínuo. Entretanto, em IP Peg as linhas em absorção não se desenvolvem durante a erupção (Piché & Szkody 1989) devido à alta inclinação do sistema, que reduz a contribuição das linhas de absorção do disco (Marsh & Horne 1990).

Durante a fase de declínio de uma erupção, as componentes em emissão retornam a suas larguras típicas em quiescência (Harlaftis et al. 1994). Nos estágios finais de declínio, e durante alguns dias seguintes em quiescência, há evidências de um aquecimento adicional, provavelmente causado pela estrela primária. A aparência do espectro ultravioleta de anãs brancas no máximo da erupção está fortemente correlacionada com a inclinação

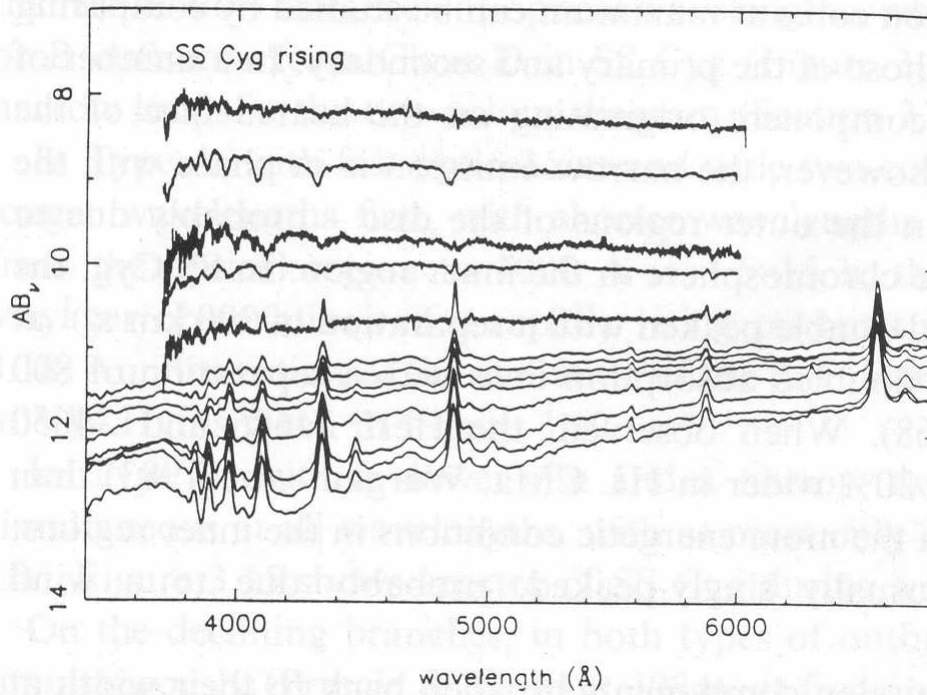


Fig. 2.6: Mudanças espectrais em SS Cyg da quiescência (espectro inferior) para o máximo da erupção (espectro superior). De Horne (1991).

do sistema (la Dous 1991). Para sistemas de baixa inclinação o espectro em erupção é quase puramente em absorção enquanto em quiescência as linhas aparecem em emissão. A intensidade das linhas em absorção diminui em altas inclinações ( $70^\circ \lesssim i \lesssim 80^\circ$ ) para um espectro quase contínuo no máximo. Entretanto, para  $i \gtrsim 80^\circ$  existem fortes linhas em emissão no espectro (Warner 1995).

Dois modelos concorrem na tentativa de explicar as erupções em novas anãs: o modelo de *instabilidade na transferência de matéria* (MTI), e o modelo de *instabilidade do disco* (DI).

Paczynski (1965) demonstrou que estrelas com envelopes convectivos crescem em raio enquanto perdem matéria e propôs que consequentemente uma estrela secundária de baixa massa preenchendo o lóbulo de Roche é potencialmente instável. Paczynski, Ziolkowski & Zytkow (1969) inferiram que a perda de massa pode ocorrer de forma rápida, tornando o envelope convectivo em radiativo, estabilizando o processo e levando o sistema a erupções recorrentes.



Bath (1969) desenvolveu um novo conceito, onde a introdução de uma condição de contorno por perda esférica de massa leva esta perda de massa a ocorrer em uma escala de tempo dinâmica. A introdução deste conceito produz um modelo que não explica somente a luminosidade das erupções de novas anãs, mas também a luminosidade de novas recorrentes.

No MTI, a instabilidade é o resultado da recombinação nas zonas de ionização de H e He I. A fase de alta transferência de massa finda quando estas zonas são empurradas para camadas mais externas, a secundária encolhe dentro de seu lóbulo de Roche e as zonas de ionização são reestabelecidas em uma escala de tempo térmica, da ordem de  $\sim 10 - 100$  dias de intervalo entre as erupções.

A teoria de Bath foi criticada por Osaki (1970), que atribuiu as erupções a variações na eficiência no transporte de energia convectiva relacionada ao efeito de perda de massa na superfície da secundária. Deste modelo obtém-se erupções de  $\sim 1,5$  mag com  $\sim 15$  dias de recorrência entre os ciclos.

Do ponto de vista observacional existem diversos problemas em relação ao MTI. Dentre eles, existe o fato que apenas sistemas com baixa  $\dot{M}(2)$  apresentam erupções de novas anãs. Também não é evidente, pela luminosidade do *bright spot*, que exista aumento da  $\dot{M}(2)$  antes ou durante as erupções, como esperado pelo modelo. Problemas adicionais, relativos a detalhes nas formas da curva de luz das erupções, que são incompatíveis com o MTI, são apresentados por Ichikawa & Osaki (1992) e Cannizzo (1993).

Um mecanismo DI foi primeiramente proposto por Hoshi (1979), que estudou as consequências do parâmetro de viscosidade do disco  $\alpha$  ser pequeno o bastante para  $\dot{M}(d) < \dot{M}(2)$ . Tratando os anéis em que a matéria se acumula como parte do disco de acréscimo, é requerido que a temperatura superficial do disco seja compatível com a transferência radiativa (para anéis opticamente finos), levando à condição  $\kappa_R \Sigma \sim 1$ , onde  $\kappa_R$  é o coeficiente de absorção média de Rosseland e  $\Sigma$  é a densidade superficial do disco. Como  $\kappa_R = \kappa_R(\rho, T)$  e  $H = H(M(1), r, T)$ , pela equação (2.13); para uma determinada escolha de  $M(1)$  e  $r$  a condição de equilíbrio se torna  $\kappa_R(\Sigma, T)\Sigma \sim 1$ . Hoshi notou que  $\kappa_R(\rho, T)$  para uma composição tipicamente estelar passa por um máximo, devido à fotoionização do hidrogênio, próximo à  $T \sim 10^4$  K. Da relação existente entre  $\kappa_R$  e  $\rho$ ,  $\kappa_R$  possui dois valores para cada escolha de  $\rho$  (Warner 1995). Como consequência, existem dois valores de  $\Sigma$  que satisfazem  $\kappa_R \Sigma \sim 1$ . Disto implica que existem dois valores diferentes de  $\dot{M}(d)$  que satisfazem as condições de equilíbrio; o valor de alta  $\dot{M}_h(d)$  pode ser relacionado com as erupções e o valor de baixa  $\dot{M}_l(d)$  com o estado de quiescência.

Hoshi encontrou que em geral o equilíbrio do disco é instável: se  $\dot{M}(2) > \dot{M}_l(d)$  então  $\Sigma$  em um anel aumenta até que a transição para o estado de alta  $\dot{M}(d)$  ocorre. Se àquele ponto  $\dot{M}(2) < \dot{M}_h(d)$ , o disco é instável e pode, eventualmente, reverter para o estado de baixa  $\dot{M}(d)$ .

Este modelo, chamado de *DI padrão* por Lasota (2001), caracteriza-se pelo aquecimento devido somente à dissipação viscosa local a uma taxa de transferência de massa constante. Esta versão do modelo supostamente é capaz de reproduzir as propriedades das erupções das novas anãs do tipo U Gem.

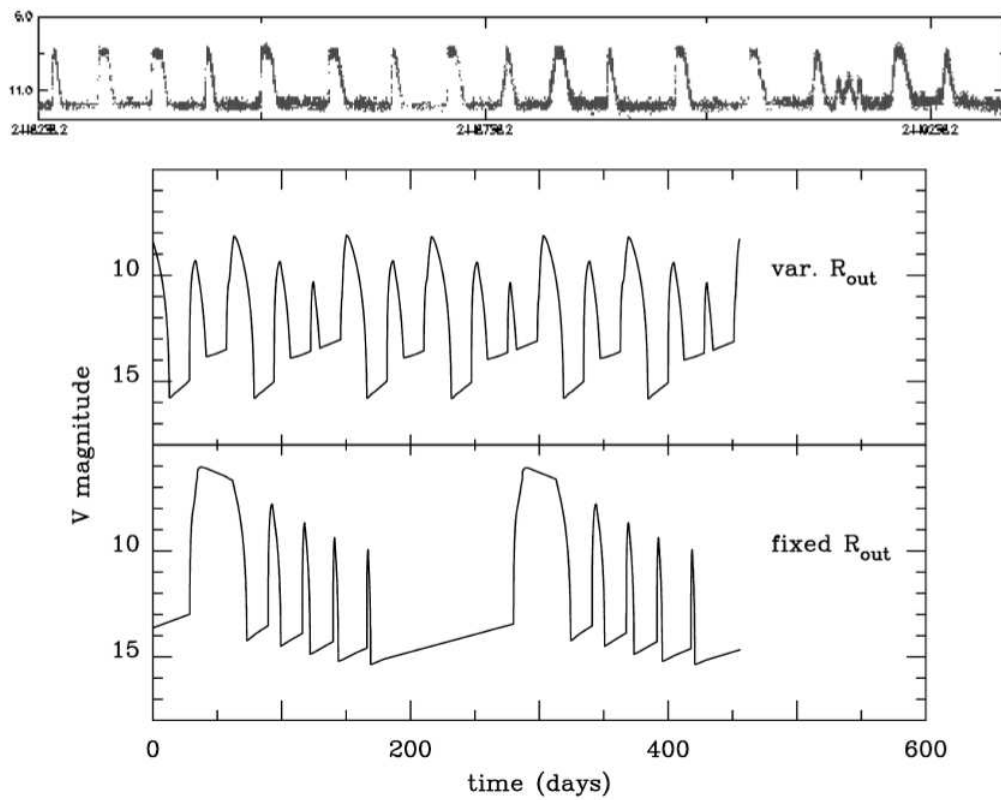


Fig. 2.7: Painel superior: a curva de luz para a nova anã SS Cyg, sub-classe U Gem. A figura mostra a magnitude  $m_V$  em função de Data Juliana. Dados da AAVSO. Paineis inferiores: curva de luz calculada pelo modelo DI padrão para um disco de acréscimo em torno de uma anã branca de massa  $\sim 1,2 M_\odot$  com taxa de transferência de massa  $\dot{M} = 6,36 \times 10^{16} \text{ g/s}$ ,  $\alpha_{\text{cold}} = 0,02$  e  $\alpha_{\text{hot}} = 0,1$ . O raio interno do disco é  $5 \times 10^8 \text{ cm}$ . No quadro superior o raio externo do disco é fixo em  $4 \times 10^{10} \text{ cm}$ ; no quadro inferior o raio varia em torno de um valor médio  $4 \times 10^{10} \text{ cm}$ . De Hameury et al. (1998).

A Fig. 2.7 mostra as curvas de luz observadas da nova anã SS Cyg da sub-classe U Gem (painel superior) e também duas curvas de luz calculadas pelo modelo DI padrão para os

parâmetros conhecidos do sistema (painéis inferiores). Estas curvas de luz não se parecem com as curvas de luz de SS Cyg porém com curvas de luz observadas em outros sistemas. No quadro inferior do painel inferior a sequência de diversas erupções curtas é seguida por uma erupção longa. A forma desta curva de luz resulta unicamente de uma condição de contorno incorreta no modelo DI padrão, que assume que o raio externo do disco é fixo durante o ciclo de erupção (Lasota 2001). A diferença surge pois as partes externas do disco são controladas por efeitos de maré e é observado que o raio do disco varia durante o ciclo (e.g. Paczynski 1965; Smak 1971, 1984; Wood et al. 1989; O'Donoghue 1986; Wolf et al. 1993; Harrop-Allin & Warner 1996). O quadro superior do painel inferior da Fig. 2.7 mostra a curva de luz calculada usando a condição de contorno correta. Apesar disto, os resultados não são satisfatórios, como notado por Smak (1999), que usou esta figura de Hameury et al. (1998) para ilustrar as deficiências do modelo DI padrão. Lasota (2001) propõe um modelo DI alternativo baseado em erupções bimodais com durações diferentes e separadas em duas classes: erupções curtas e erupções longas (as erupções longas são diferentes das super-erupções observadas em sistemas SU UMa). Esta bimodalidade já foi observada em diversos sistemas do tipo U Gem e Z Cam (Warner 1995). Durante a quiescência, o disco acumula matéria nas suas partes internas. Quando o perfil da densidade superficial cruza a linha crítica, ativa o processo de erupção (Fig. 2.8). Isto

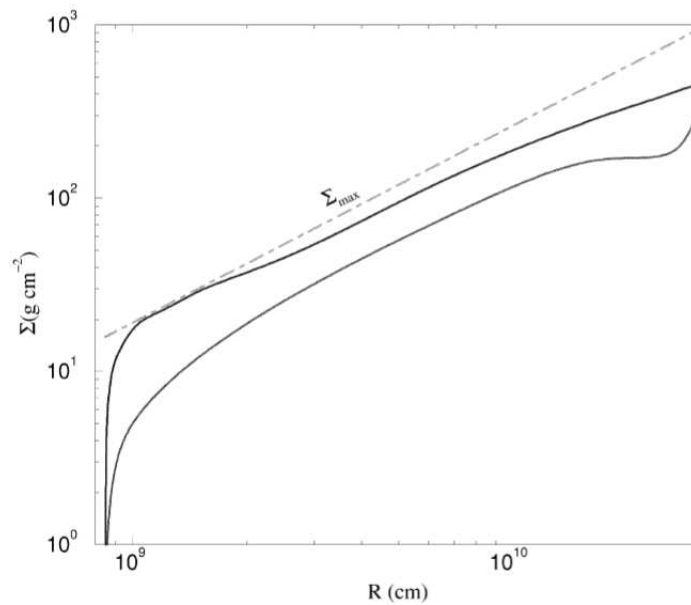


Fig. 2.8: Perfis de densidade superficial após (curva inferior) e justamente antes (curva superior) de uma erupção. O raio externo do disco é  $10^{10}$  cm e  $\alpha_{cold} = 0,035$ . A anã branca tem massa  $0,6 M_{\odot}$ . A linha tracejada marca a densidade crítica acima da qual o disco se encontra em erupção (Lasota 2001).

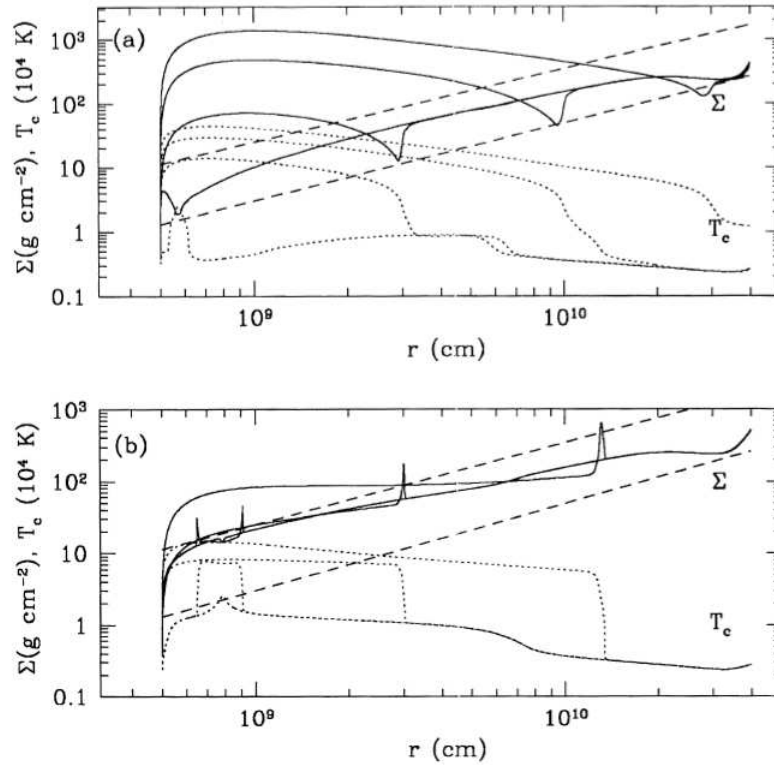


Fig. 2.9: Perfis típicos da densidade superficial  $\Sigma$  (linhas sólidas) e temperatura  $T_c$  (linhas pontilhadas) observadas durante a evolução de um disco opticamente fino. (a) Propagação para dentro do disco da frente de resfriamento e a onda de densidade associada. (b) Propagação para fora do disco da frente de aquecimento e o pico de densidade associado. As linhas tracejadas representam  $\Sigma_{max}$  (curva superior) e  $\Sigma_{min}$  (curva inferior). De Hameury et al. (1998).

ocorre em uma escala de tempo térmica, surgindo um pico no perfil de temperatura quando o perfil de densidade superficial já está acima da linha crítica. O pico na temperatura e a diferença de densidade começam a se propagar pelo disco como uma frente de aquecimento (Fig. 2.9). Se a frente de aquecimento alcança a borda externa do disco, isto corresponde a uma erupção longa (Fig. 2.7). Erupções curtas são produzidas quando a frente de aquecimento não alcança as partes externas do disco.

Os ciclos de erupção podem ser observados também através da análise do plano  $\Sigma-T_{eff}$  onde os ciclos são representados pelas *curvas-S* (Fig. 2.10). O ramo inferior do plano  $\Sigma-T_{eff}$  corresponde ao estado de quiescência do disco enquanto o superior corresponde às erupções. Durante os ciclos de erupção o disco vai de um ramo ao outro pelas trajetórias possíveis, de acordo com os parâmetros do sistema, como mostrado na Fig. 2.10.

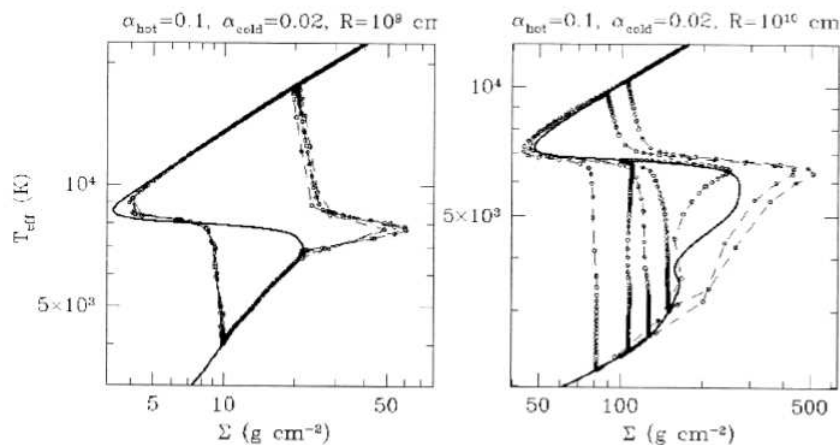


Fig. 2.10: Ciclos no plano  $\Sigma - T_{eff}$  de um anel do disco durante diversas entradas/saídas de erupções. Dois anéis são mostrados: em  $10^9$  e  $10^{10}$  cm. O raio externo do disco é  $4 \times 10^{10}$  cm, a taxa de transferência de massa  $\dot{M} = 6,66 \times 10^{16}$  g/s,  $\alpha_{cold} = 0,02$  e  $\alpha_{hot} = 0,1$ . A anã branca têm massa  $1,2 M_{\odot}$ . A curva-S e a trajetória dos pontos do sistema são mostrados. A densidade de pontos corresponde ao tempo gasto em cada estado de forma que durante a quiescência (ramo inferior) e durante a erupção (ramo superior), quando os pontos se movem ao longo da curva-S, a densidade de pontos é tal que é vista como uma linha contínua. De Menou et al. (2000).

## 2.4 IP Pegasi

IP Peg foi originalmente descoberta como uma estrela variável por Lipovetskij & Stepanyan (1981) e foi classificada como nova-anã eclipsante por Goranskij et al. (1985). As curvas de luz apresentam eclipses profundos e perfil em "U", com um proeminente *hump* orbital. Em observações feitas por Goranskij et al. (1985) pode também ser observado na curva de luz o egresso da anã branca. No mesmo ano, Schweitzer, Proust & Gunther (1985) observaram o objeto em erupção e confirmaram sua classificação como nova anã.

Uma grande quantidade de informação sobre a geometria da binária, a estrutura do sistema e o estado do disco de acréscimo pode ser obtida de observações de sistemas onde a alta inclinação favorece, na linha de visada, o eclipse da estrela primária (anã branca), *bright spot* e disco de acréscimo. IP Peg é especialmente importante por ser uma das únicas novas anãs conhecidas onde a estrela anã branca é eclipsada e cujo período orbital está acima da lacuna de período ( $P_{orb} = 3,8$  h). Desde sua descoberta, inúmeros trabalhos têm sido publicados com observações tanto em quiescência, quanto em erupção,

principalmente cobrindo a faixa espectral óptica.

Baseados nas medidas do máximo do *hump* orbital, Goranskij et al. (1985) calcularam uma efeméride para IP Peg, utilizada por Wood & Crawford (1986) ao estimarem os parâmetros do sistema. Os principais parâmetros por eles encontrados, e que são utilizados na seção de resultados neste trabalho, são a inclinação do sistema ( $i = 81^\circ$ ) e a razão de massa ( $q = 0,5$ ), que corresponde a uma duração em fase do eclipse de  $\Delta\phi = 0,0863$  ciclos. Uma efeméride para IP Peg foi posteriormente calculada por Wolf et al. (1993):

$$T_{mid}(HJD) = 2445615,4156 + 0,15820616 E \quad (2.15)$$

onde  $T_{mid}$  é a conjunção inferior da anã branca.

As estruturas encontradas nas curvas de luz em IP Peg são similares às de outras novas anãs de curto período como Z Cha (e.g. Bailey 1979) e OY Car (e.g. Vogt et al. 1981) onde anã branca, *bright spot* e disco são totalmente eclipsados. A maior diferença entre estes sistemas e IP Peg, é que em IP Peg o ingresso da estrela anã branca e do *bright spot* estão sobrepostos na curva de luz (Wood & Crawford 1986). Martin, Jones & Smith (1987) estimaram o tipo espectral para a estrela secundária como M3–5, enquanto Catalán, Smith & Jones (2000) refinaram esta estimativa utilizando a profundidade da linha de TiO, obtendo como resultado uma secundária de tipo espectral M(5,0 ± 0,5)V. Os autores acima citados também estimaram um limite inferior de distância, de 130 pc, baseado no fluxo infra-vermelho no centro do eclipse. A massa da estrela anã branca já foi estimada por diversos autores e possui um valor entre  $M = 0,90 - 1,05 M_\odot$  (e.g. Wood & Crawford 1986; Marsh & Horne 1990).

A presença da estrela companheira perturba o material de sua órbita circular Keple- riana nas partes externas do disco, resultando em órbitas que se intersectam para fora de um raio relativo chamado raio de maré (Paczynski 1977). Para IP Peg isto ocorre em  $\sim 0,7R_{L_1}$  (onde  $R_{L_1}$  é a distância entre a estrela anã branca e o ponto lagrangiano interno  $L_1$ ) e representa o raio máximo possível para o disco em quiescência (Steehgs, Harlaftis & Horne 1997).

Baptista, Haswell & Thomas (2002), em trabalho de mapeamento por eclipse nos estágios finais de uma erupção, observaram que nas regiões externas dos mapas, além de  $\sim 0,7R_{L_1}$ , a intensidade da linha de H $\alpha$  bem como a intensidade do contínuo decaem por um fator  $\sim 10^2$  em relação às intensidades observadas no centro do disco. Estes valores são semelhantes aos encontrados por Wolf et al. (1993), onde o disco possui um raio de  $0,67R_{L_1}$  no declínio de uma erupção e  $0,47R_{L_1}$  quando estabiliza no estado de quiescência.

Já Wood & Crawford (1986) obtiveram um raio de  $0,61R_{L_1}$  para o disco durante a subida para uma erupção.

Diversos resultados sobre a estrutura, espectros e a evolução temporal do disco de acréscimo de IP Peg já foram publicados, principalmente trabalhos utilizando técnicas de imageamento indireto durante a erupção (ver final da seção 2.5). Talvez um dos resultados mais importantes foi a evidência da existência de choques espirais obtido por Steeghs, Harlaftis & Horne (1997). Neste trabalho, a aplicação da técnica de tomografia Doppler a dados espectroscópicos na faixa  $6300 - 6800 \text{ \AA}$  evidenciou a presença de estruturas assimétricas resultantes de choques em forma de braços espirais que se estendem em raio na faixa  $R \simeq (0,2 - 0,6)R_{L_1}$ . Choques espirais induzidos por efeitos de maré são esperados aparecer em novas anãs durante erupção, quando o disco expande e suas partes externas sentem de maneira mais efetiva a atração gravitacional da estrela secundária. A presença de braços espirais foi confirmada em diferentes estágios da erupção em trabalhos posteriores, também na faixa do óptico, por diferentes técnicas de imageamento: Tomografia Doppler (Harlaftis et al. 1999) e mapeamento por eclipse (Baptista, Harlaftis & Steeghs 2000; Baptista et al. 2002).

Marsh & Horne (1990) demonstraram que na faixa do óptico IP Peg apresenta, durante erupções, um espectro com fortes linhas de emissão cuja intensidade do contínuo é cerca de 20 vezes maior que a intensidade em quiescência. A linha de emissão de He II  $\lambda 4686$  domina o espectro, e esta emissão pode ser explicada pela fotoionização do disco pela *boundary layer*. O perfil radial relativamente plano da largura à meia altura (FWHM) da linha de He II indica uma extensão vertical significativa das partes externas do disco.

## 2.5 Mapeamento por eclipse

Durante a década de 80, duas técnicas de imageamento complementares foram desenvolvidas com a finalidade de obter informação espacialmente resolvida de discos de acréscimo em escalas de microsegundos de arco – muito além da capacidade das atuais técnicas de imageamento direto. Uma destas técnicas é a Tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988), que utiliza mudanças no perfil de linhas de emissão com a fase orbital para explorar a dinâmica dos discos de acréscimo e é aplicável a binárias em uma larga faixa de inclinação orbital, embora seja restrita a dados contendo linhas de emissão.

A outra técnica é o Mapeamento por Eclipse (Horne 1985). Esta congrega as informações contidas no perfil do eclipse em um mapa da distribuição superficial de brilho do disco de acréscimo. Embora a aplicação da técnica seja restrita a binárias com eclipses

profundos, o mapeamento por eclipse pode ser utilizado em dados do contínuo, bem como em linhas (emissão/absorção). Quando aplicada a espectroscopia com resolução temporal dos eclipses, a técnica fornece o espectro do disco em qualquer posição de sua superfície (Baptista 2001).

Nesta seção descreveremos a técnica de mapeamento por eclipse, que será aplicada a dados espectroscópicos no Capítulo 4.

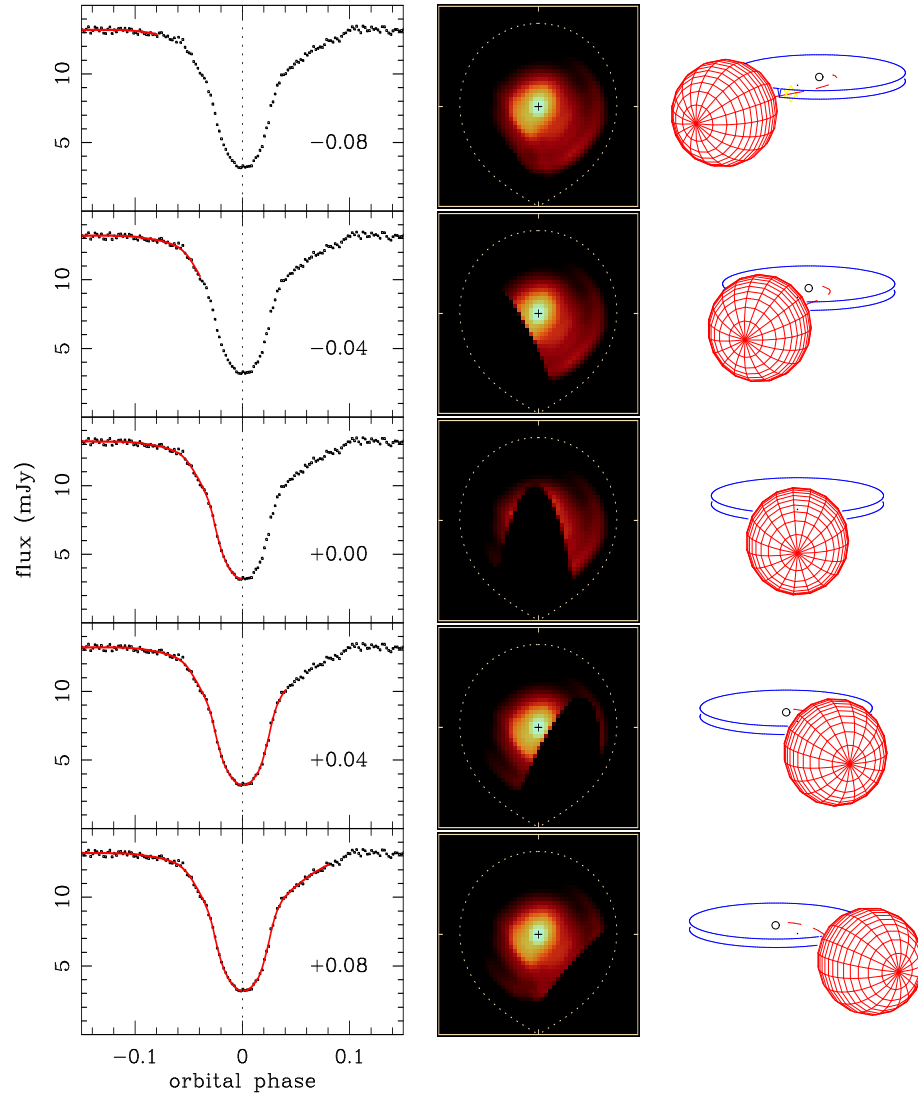
O método de mapeamento por eclipse assume três suposições básicas, (i) a superfície da secundária é descrita pela equipotencial de Roche, (ii) a distribuição de brilho é restrita ao plano orbital e (iii) a radiação emitida é independente da fase orbital. A primeira suposição é razoavelmente robusta enquanto as outras duas são simplificações que não são razoáveis em todas as situações.

Uma matriz de intensidades centrada na anã branca, o mapa de eclipse, é definido no plano orbital. A geometria do eclipse é definida pela razão de massa  $q$  ( $M_2/M_1$ ), a inclinação do sistema  $i$  e a fase de conjunção inferior  $\phi_0$  (Horne 1985; Horne 1993). Dada a geometria, uma curva de luz sintética pode ser calculada para qualquer distribuição de brilho assumida no mapa de eclipse. Um código computacional iterativo ajusta as intensidades no mapa para encontrar a distribuição de brilho cuja correspondente curva de luz modelo melhor se ajusta aos dados da curva de luz do eclipse dentro das incertezas. A qualidade do ajuste é checada com uma estatística de consistência, usualmente o  $\chi^2$  reduzido. Uma vez que uma curva de luz uni-dimensional não pode definir univocamente um mapa bi-dimensional, existe um grau de liberdade adicional que pode ser usado para otimizar alguma propriedade do mapa. O método de máxima entropia (MEM) é utilizado para selecionar, dentre todas as soluções possíveis, a que maximiza a entropia do mapa de eclipse com respeito a um mapa *default*.

A Fig. 2.11 ilustra a simulação de um eclipse para uma distribuição de brilho ajustada e a comparação entre a curva de luz modelo resultante e a curva de luz dos dados reais. A geometria neste caso é  $q = 0,3$  e  $i = 78^\circ$ . O painel do lado esquerdo mostra a curva de luz dos dados (pontos) e a curva de luz modelo ajustada (linha sólida). O painel da direita mostra a geometria da binária para um conjunto de fases orbitais ao longo do eclipse. Os painéis centrais mostram a distribuição de brilho de melhor ajuste, enquanto a estrela secundária oculta progressivamente o disco de acréscimo bem como a estrela anã branca e o *bright spot*.

De modo geral, as expressões matemáticas envolvendo mapeamento utilizam a distância entre o centro do disco (anã branca) e o ponto lagrangeano interno,  $R_{L_1}$ , como escala de comprimento. Se o mapa de eclipse possui  $N$  pontos, em uma matriz quadrada de aresta





*Fig. 2.11:* Simulação de um eclipse de disco ( $q = 0,3, i = 78^\circ$ ). Paineis da esquerda: curva de luz de dados (pontos) e curva de luz modelo (linha sólida) para cinco diferentes fases orbitais (indicadas no canto inferior direito). Paineis centrais: mapas de eclipse em escala logarítmica. Lóbulos de Roche para  $q = 0,3$  são mostrados em linhas pontilhadas; cruzes marcam o centro do disco. A secundária se encontra abaixo de cada painel e as estrelas giram em sentido anti-horário. Paineis da direita: a correspondente geometria da binária em cada fase orbital. De Baptista (2001).

$\lambda R_{L_1}$ , cada elemento de superfície (pixel) possui uma área  $(\lambda R_{L_1})^2/N$  e uma intensidade associada  $I_j$ . O ângulo sólido para cada pixel como visto da Terra é

$$\theta^2 = \left[ \frac{(\lambda R_{L_1})^2}{N} \frac{1}{d^2} \right] \cos i \quad (2.16)$$

onde  $d$  é a distância do sistema. O valor de  $\lambda$  define a área do mapa de eclipse enquanto a escolha de  $N$  define a resolução espacial do mapa.

A entropia do mapa de eclipse  $p$  com respeito a um mapa *default*  $q$  é definida por

$$S = - \sum_{j=1}^N p_j \ln \left( \frac{p_j}{q_j} \right), \quad (2.17)$$

onde  $p$  e  $q$  são escritos como

$$p_j = \frac{I_j}{\sum_k I_k}, \quad q_j = \frac{D_j}{\sum_k D_k}. \quad (2.18)$$

O mapa *default*  $D_j$  é geralmente definido como uma média das intensidades no mapa de eclipse,

$$D_j = \frac{\sum_k \omega_{jk} I_k}{\sum_k \omega_{jk}}, \quad (2.19)$$

onde a função peso  $\omega_{jk}$  é definida pelo usuário. Informação *a priori* sobre o disco (e.g. assimetrias) são incluídas no mapa *default* via  $\omega_{jk}$ . Na ausência de qualquer vínculo (ou restrição) em  $I_j$ , a entropia é máxima  $S_{max} = 0$  quando  $p_j = q_j$ , ou, quando o mapa de eclipse e o mapa *default* são idênticos.

A curva de luz modelo  $m(\phi)$  é derivada das intensidades no mapa de eclipse,

$$m(\phi) = \theta^2 \sum_{j=1}^N I_j V_j(\phi), \quad (2.20)$$

onde  $\phi$  é a fase orbital. A função de ocultação  $V_j(\phi)$  especifica a visibilidade fracional de cada pixel em função da fase orbital e pode incluir fatores de mudança de aspecto e obscurecimento de borda (Horne 1993; Rutten 1998; Wood 1994).

A consistência de um mapa de eclipse é checada através da estatística  $\chi^2$

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \left( \frac{m(\phi) - d(\phi)}{\sigma(\phi)} \right)^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M r(\phi)^2, \quad (2.21)$$

onde  $d(\phi)$  é a curva de luz dos dados,  $\sigma(\phi)$  são as incertezas correspondentes,  $r(\phi)$  são os resíduos na fase orbital  $\phi$  e  $M$  é o número de pontos na curva de luz. Alternativamente, a função  $\chi^2$  pode ser combinada com a estatística  $R$  (Baptista & Steiner 1993),

$$R = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \sum_{\phi=1}^{M-1} r(\phi)r(\phi+1), \quad (2.22)$$

de forma a minimizar a presença de resíduos correlacionados na curva de luz modelo (ver Baptista & Steiner 1991).

A solução final MEM é um mapa de eclipse que é tão próximo ao mapa *default* quanto permitido pela curva de luz dadas as respectivas incertezas (Horne 1993; Rutten 1998). Um ponto crucial nesta direção é a escolha da função  $\omega_{jk}$  para o mapa *default*. A Fig. 2.12 mostra os efeitos de três diferentes funções aplicadas a mapas artificiais contendo três *spots* Gaussianos em diferentes distâncias radiais. O quadro (b) mostra o mapa *default* obtido utilizando um modelo de *espalhamento azimutal completo* que resulta em uma forte distorção de estruturas assimétricas nos mapas na forma de anéis à mesma distância radial. O quadro (c) da Fig. 2.12 mostra o modelo proposto por Rutten et al. (1993) que limita o espalhamento azimutal calculando a média sobre uma função polar Gaussiana de *ângulos constantes* ao longo do mapa, enquanto Baptista, Steiner & Horne (1996) (quadro d) escolheram utilizar uma função polar Gaussiana de *comprimentos de arco constantes* de forma a limitar o espalhamento azimutal.

Rutten, van Paradijs & Tinbergen (1992) mostram que a função entropia pode ser uma ferramenta útil para isolar a contribuição da luz total que não é emitida no plano do disco de acrecimento, chamada de componente não-eclipsada. Eles notaram que as curvas de luz eram contaminadas pela presença de luz adicional (e.g. estrela secundária) e as reconstruções mostravam estruturas espúrias nas regiões do disco mais afastadas da estrela secundária. Isto ocorre pois o método de mapeamento por eclipse assume que toda a luz é proveniente do disco de acrecimento e a adição de uma componente não-eclipsada na curva de luz destrói esta correlação. Uma vez que a entropia mede a quantidade de estruturas no mapa, a presença destas estruturas espúrias leva a baixos valores de entropia.

O nível correto da componente não-eclipsada pode ser encontrado comparando um conjunto de mapas obtidos com diferentes níveis e selecionando aquele que maximiza a entropia. De forma alternativa, o valor do nível de intensidade zero pode ser incluído no algoritmo de mapeamento como um parâmetro livre adicional na busca de uma solução que maximiza a entropia.

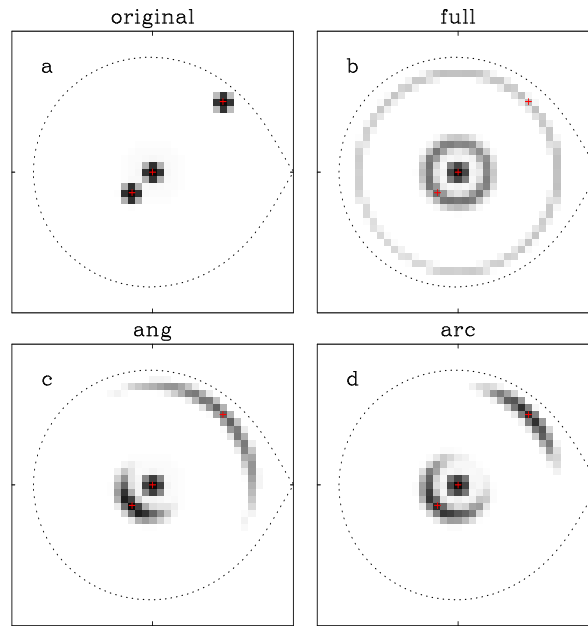


Fig. 2.12: Efeitos de diferentes funções peso  $\omega_{jk}$  para o mapa *default*. (a) O mapa original, com três *spots* Gaussianos. Os correspondentes mapas *default* obtidos utilizando (b) espalhamento azimutal completo; (c) ângulos constantes; e (d) comprimentos de arco constantes. De Baptista, Steiner & Horne (1996).

O mapeamento por eclipse padrão assume um modelo de disco plano e geometricamente fino. Entretanto, discos reais violam estas suposições no limite de altas taxas de transferência de massa. Discos com ângulos de abertura  $\alpha \gtrsim 4^\circ$  são esperados para  $\dot{M} > 5 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$  (Meyer & Meyer-Hofmeister 1982; Smak 1992). Em grandes inclinações ( $i \gtrsim 80^\circ$ ) estes podem levar a uma assimetria artificial entre a emissão na frente ( $\sim 0^\circ$ ) e no fundo do disco ( $\sim 180^\circ$ )<sup>1</sup> nos mapas de eclipse devido à diferença da área efetiva de cada elemento de superfície em discos com ângulo de abertura não nulo quando observados da Terra. Em casos extremos isto pode levar ao obscurecimento das regiões centrais do disco pela sua borda espessa (e.g. Knigge et al. 2000).

<sup>1</sup> Define-se a origem do sistema,  $0^\circ$ , em  $L_1$ , e a orientação positiva no sentido de rotação anti-horária sobre o o disco, o sentido de rotação do sistema binário.

Simulações (Rutten 1998) mostram que as reconstruções obtidas com o mapeamento por eclipse que assumem discos planos resultam em uma boa reprodução da distribuição radial de temperatura de discos de acrecimento com ângulo de abertura não nulo contanto que as regiões centrais não sejam obscurecidas pela borda do disco (Fig. 2.13).

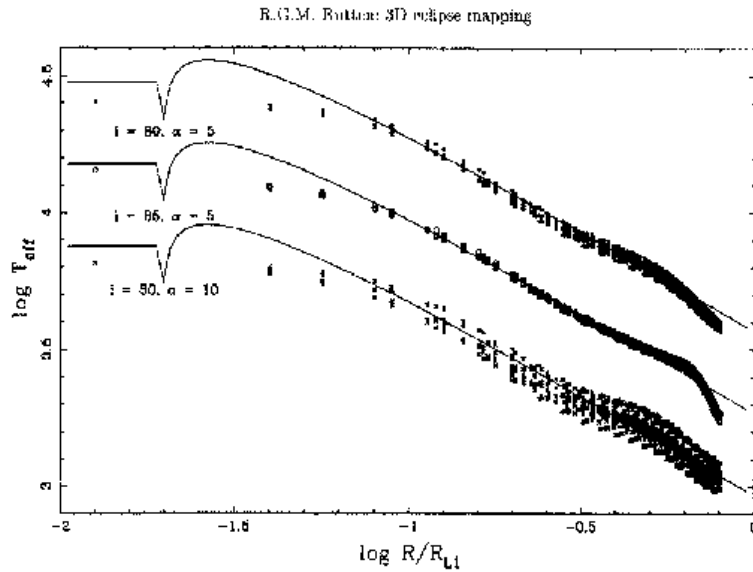


Fig. 2.13: Exemplos de distribuições radiais de temperatura de brilho reconstruídas com mapeamento por eclipse de discos planos aplicada para o caso de discos com ângulo de abertura não nulo. A inclinação  $i$  e o ângulo de abertura  $\alpha$  são indicados para cada caso. De Rutten (1998).

Baptista & Catalán (2001) argumentam que uma componente não eclipsada causada por vento opticamente fino e verticalmente extenso apresenta um espectro com um decremento de Balmer em emissão somado a linhas de emissão intensas enquanto que o caso de um disco com ângulo de abertura não-nulo apresenta um espectro espúrio da componente não eclipsada refletindo a diferença entre o espectro da frente e do fundo do disco e deve consistir principalmente de um contínuo em emissão preenchido com linhas em absorção.

Em uma reconstrução com mapeamento por eclipse, o brilho de um dado elemento de superfície é derivado da informação dada pela mudança no fluxo causada pela ocultação (no ingresso) e reaparecimento (no egresso) do elemento por detrás da estrela secundária. No caso de curvas de luz com cobertura em fase incompleta, existem regiões no disco onde

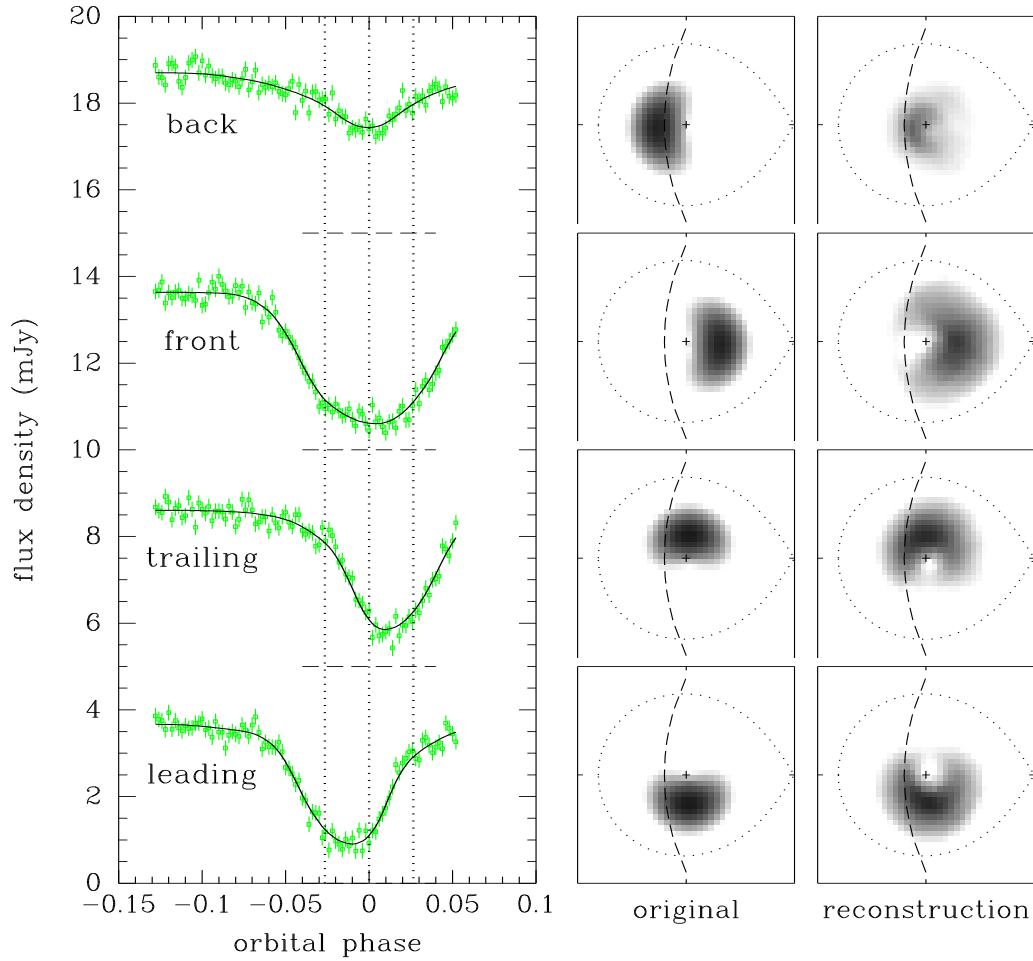
somente uma destas informações está disponível. Além disto, para um sistema de baixa inclinação, existem regiões no lado de trás do disco que nunca são cobertas pela sombra da secundária. Logo, não existe informação sobre a distribuição de brilho destas regiões na forma do eclipse.

Baptista (2001) demonstra a performance do método de mapeamento com a reconstrução de quatro distribuições artificiais de brilho com *spots* Gaussianos polares (Fig. 2.14). Para simular os eclipses foi adotada uma geometria de baixa inclinação ( $q = 1$  e  $i = 71^\circ$ ) e foram produzidas curvas de luz com fases orbitais incompletas e com uma relação sinal-ruído  $S/N \simeq 5 - 15$ . As curvas de luz artificiais foram analisadas com o método de mapeamento por eclipse e os resultados são mostrados na Fig. 2.14, onde a linha tracejada limita a região que é eclipsada pela estrela secundária. De modo não surpreendente, o mapa de eclipse não reproduz corretamente a distribuição de brilho nas regiões não ocultadas pela sombra da secundária (quadro superior da Fig. 2.14). O fluxo perdido irá aparecer na componente não eclipsada. Apesar da cobertura em fase incompleta do eclipse, as reconstruções obtidas para os outros mapas são de boa confiabilidade.

Estas simulações demonstram que o mapeamento por eclipse obviamente falha na tentativa de recuperar a distribuição de brilho nas regiões do disco para as quais não há informação na forma do eclipse, porém funciona razoavelmente bem para dados com cobertura em fase incompleta e baixa relação sinal-ruído (Baptista 2001).

Uma das primeiras aplicações da técnica de mapeamento por eclipse foi mostrar que os discos de acréscimo em erupções de novas anãs (Horne & Cook 1985) e em variáveis novóides de longo-período segue a dependência radial de temperatura esperada para um disco em estado estacionário,  $T \propto R^{-3/4}$ , e revela que esta distribuição é essencialmente plana em novas anãs de curto período em quiescência (Wood et al. 1986; Wood et al. 1989; Wood, Horne & Vennes 1992)(Fig. 2.15). Isto sugere que a viscosidade nestes sistemas de curto período é muito menor em quiescência que em erupção, concordando com o modelo de instabilidade de disco, e demonstra que estes discos em quiescência estão longe de estar em estado estacionário.

O método de mapeamento por eclipse evoluiu até o estágio de obter espectros espacialmente resolvidos de discos de acréscimo com a aplicação a dados de espectrofotometria resolvida temporalmente (Rutten et al. 1993). As séries temporais de espectros são divididas em diversas faixas espectrais e uma curva de luz é extraída em cada faixa. As curvas de luz são analisadas para produzir uma série de mapas de eclipse monocromáticos cobrindo todo o espectro. Finalmente, os mapas são combinados para obter o espectro



*Fig. 2.14:* Reconstruções de distribuições assimétricas de brilho para curvas de luz da baixo sinal-ruído e cobertura em fase incompleta. O painel do lado esquerdo mostra as curvas de luz artificiais (pontos com barras de erro) e correspondentes curvas modelo obtidas por mapeamento por eclipse (linhas sólidas). Linhas horizontais tracejadas indicam o nível zero real em cada caso. Linhas verticais pontilhadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca e o centro do eclipse. Os painéis do centro e da direita mostram, respectivamente, os mapas originais e as reconstruções em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes aparecem em preto; regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas marcam o lóbulo de Roche e as linhas tracejadas indicam o limite da sombra da secundária ao longo do eclipse. A secundária está do lado direito de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. De Baptista (2001).

para qualquer região de interesse na superfície do disco. O espectro espacialmente resolvido da novóide UX UMa, resultante de análise por mapeamento espectral, é mostrado na Fig. 2.16.

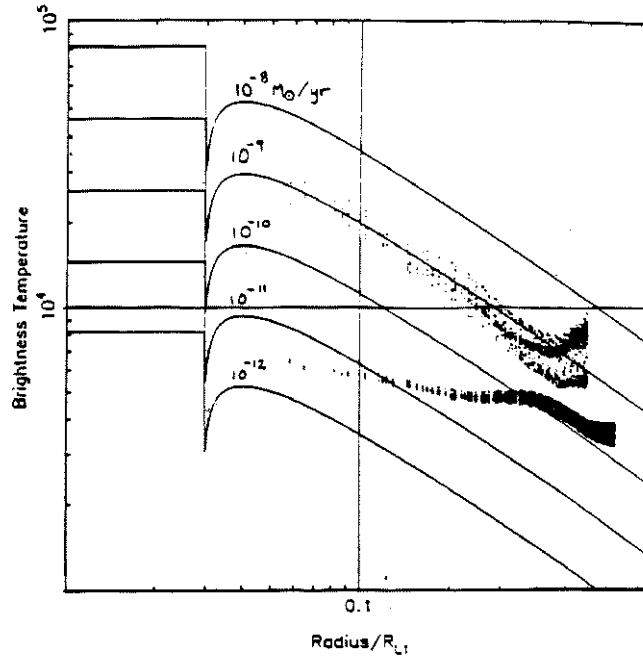


Fig. 2.15: Perfil de temperatura radial para a nova anã Z Cha em erupção (pontos superiores) e em quiescência (pontos inferiores). As linhas sólidas mostram os modelos de disco em estado estacionário para taxas de acréscimo de matéria de  $10^{-8} - 10^{-12} M_{\odot}/ano$ . De Horne (1993).

O mapeamento por eclipse tem sido uma valiosa ferramenta para revelar que discos reais possuem estruturas muito mais complexas que um modelo simples axi-simétrico. O mapeamento por eclipse de IP Peg durante uma erupção (Baptista et al. 2000) auxiliou na localização e na investigação da estrutura espacial dos choques espirais encontrado por tomografia Doppler (Harlaftis et al. 1999; Steeghs, Harlaftis & Horne 1997). Os choques espirais são vistos nos mapas do contínuo bem como para a linha de emissão C III+N III  $\lambda 4650$  como dois arcos assimétricos com  $\sim 90^\circ$  em azimuth cobrindo as regiões intermediárias e externas do disco (Fig. 2.17). O mapa de eclipse de He II  $\lambda 4686$  também mostra dois arcos assimétricos, porém diluídos por uma fonte central de brilho. A fonte central provavelmente corresponde a componentes de baixa velocidade vistas no tomograma Doppler e está possivelmente relacionada com o gás expelido no vento emanado



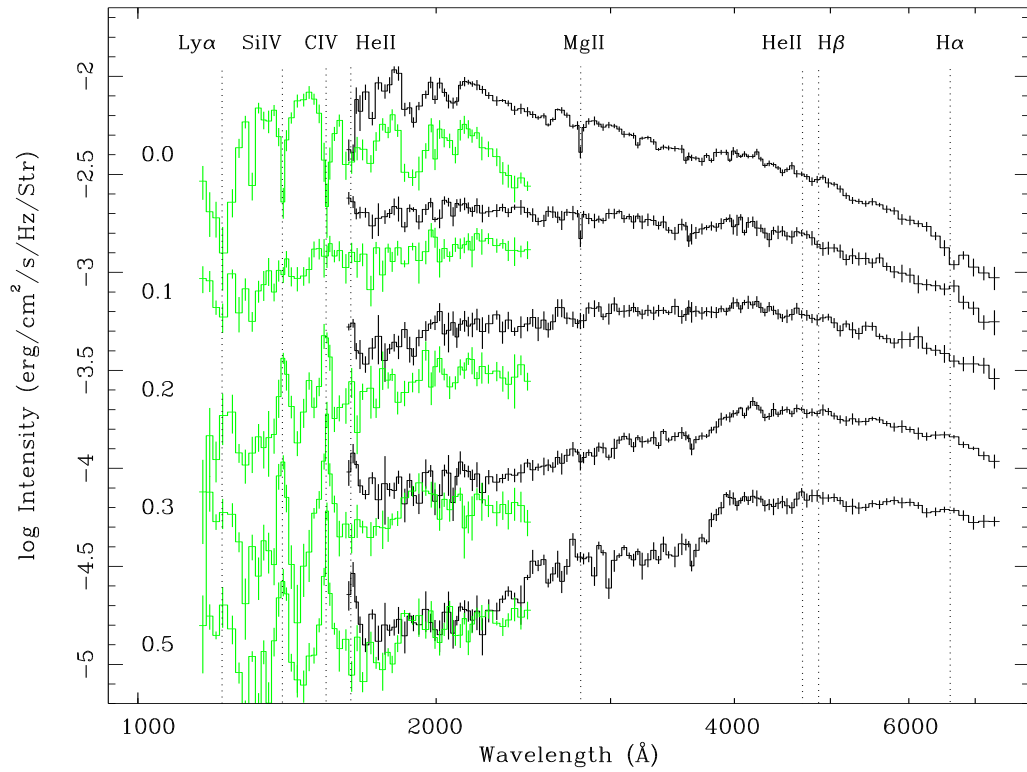


Fig. 2.16: Espectro espacialmente resolvido do disco de acréscimo de UX UMa em agosto (cinza) e novembro (preto) de 1994. O espectro foi computado para um conjunto de seções anulares concêntricas (raios médios indicados na esquerda, em unidades de  $R_{L1}$ ). As transições (linhas) mais proeminentes estão indicadas com linhas verticais pontilhadas. De Baptista et al. (1998).

pelas partes centrais do disco. A comparação entre tomografia Doppler e mapeamento por eclipse revela que as velocidades Keplerianas derivadas da posição radial dos choques nos mapas de eclipse são sistematicamente maiores que o inferido pela tomografia Doppler, indicando que o gás nos choques espirais possui velocidades sub-Keplerianas. Este experimento ilustra o poder da combinação da informação espacial obtida do mapeamento por eclipse com a informação da dinâmica do disco derivada da tomografia Doppler (Baptista 2001).

A técnica de mapeamento por eclipse pode ser utilizada para fornecer instantâneos dos discos de acréscimo e, devido a esta propriedade, o mapeamento por eclipse com resolução temporal pode ser usado para acompanhar mudanças na estrutura do disco, isto é, avaliar variações na taxa de massa acrescida ou rastrear a evolução da distribuição

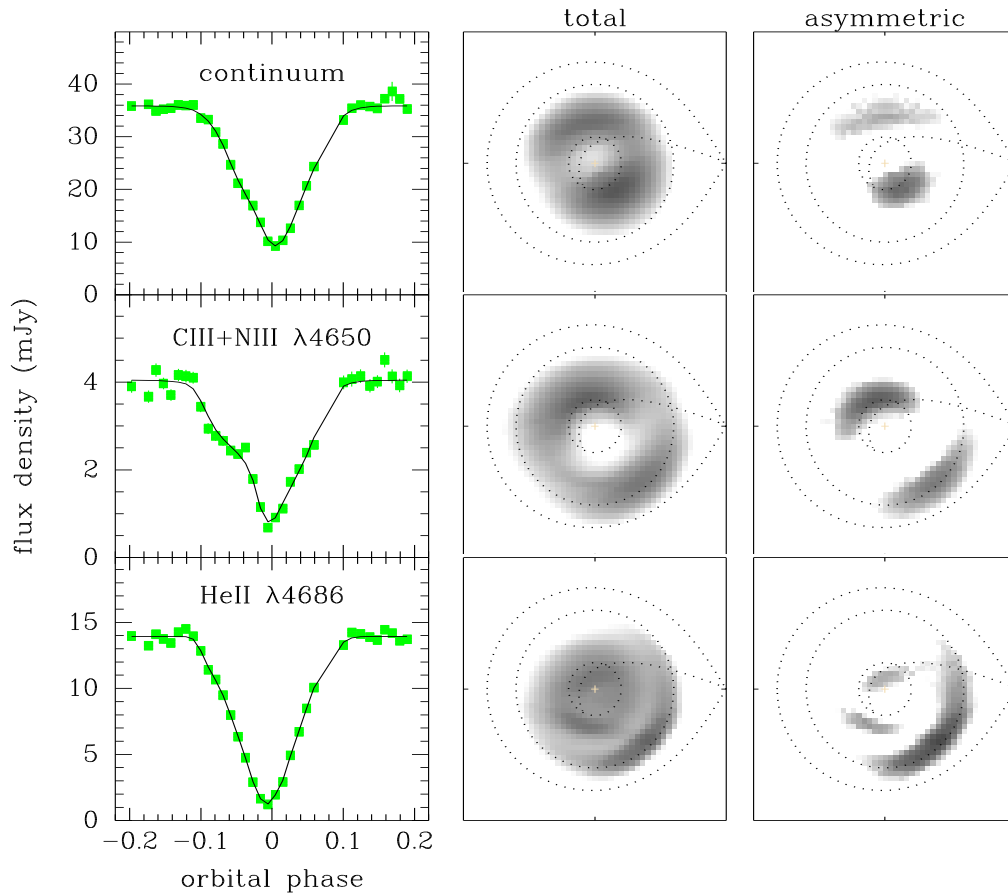


Fig. 2.17: Mapeamento por eclipse de choques espirais em IP Peg. As curvas de luz são mostradas nos painéis da esquerda e os mapas de eclipse nos painéis central e direito em escala logarítmica de cinza. A notação é similar à da Fig. 1.10. De Baptista, Harlaftis & Steeghs (2000).

superficial de brilho ao longo do ciclo de erupção de novas anãs.

Rutten et al. (1992) obtiveram mapas de eclipse da nova anã OY Car ao longo da subida para uma erupção. Estes mapas mostram que a erupção se inicia nas regiões externas do disco com o desenvolvimento de um anel brilhante, enquanto as regiões internas permanecem com um brilho constante durante a subida. O perfil de temperatura radial plano da quiescência e início da subida muda, no intervalo de um dia, para uma distribuição de inclinação condizente com o modelo de discos estacionários para  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/ano$  no máximo da erupção. Os resultados destes autores mostram que uma componente não-eclipsada desenvolve-se durante a subida para a erupção e contribui com até 15 por cento da luz total no máximo da erupção. Isto pode indicar o desenvolvimento de um vento

verticalmente extenso (e em grande parte não-eclipsado) ou que o disco tem espessura não-nula durante a erupção.

Mapeamento por eclipse com resolução temporal cobrindo o declínio de uma erupção e para uma super-erupção foram obtidos, respectivamente, para IP Peg (Bobinger et al. 1997) e OY Car (Bruch, Beele & Baptista 1996). Em ambos os casos a distribuição radial de temperatura evolui com a movimentação de uma onda de transição em direção ao centro do disco que deixa nas partes externas um disco frio ( $T_b \simeq 5000 - 6000 \text{ K}$ ) enquanto a temperatura nas partes internas permanece em altos valores e num regime praticamente constante.

O breve sumário de resultados apresentados permite vislumbrar a robustez e a importância da técnica de mapeamento por eclipse no estudo de discos de acréscimo em variáveis cataclísmicas. Com a técnica é possível obter informação espacial das estruturas do disco, acompanhar sua evolução temporal, bem como a distribuição radial de temperatura ou de intensidades. Os resultados obtidos serviram para testar modelos e teorias e auxiliaram numa maior compreensão da física dos discos de acréscimo.

## Capítulo 3

# Observações e análise de dados

### 3.1 Observações e redução de dados

O espectrógrafo *Faint Object Spectrograph* (FOS) a bordo do Telescópio Espacial Hubble (HST) foi utilizado em seu modo de aquisição rápida de forma a se obter séries espectrofotométricas com resolução temporal de três eclipses de IP Peg ao longo do declínio da erupção de maio de 1993. O instrumental empregado permite executar um estudo detalhado dos componentes do sistema (anã branca, *bright spot*, disco de acrecimento).

O FOS é um espectrógrafo composto de um vetor de 516 diodos fotossensíveis e permite observações do ultravioleta até o óptico, entre  $\lambda 1100 - 9000 \text{ \AA}$ . O sistema de aquisição de dados com o FOS/HST permite obter espectros com um número de pontos maior que o de diodos no vetor através de um processo chamado *sub-stepping*: o espectro é sequencialmente deslocado por uma fração de diodo na direção de dispersão e, a cada passo, comprimentos de onda ligeiramente diferentes são amostrados pelo conjunto de diodos (Golombek, Smith & Christensen 1993). O processo é utilizado para melhorar a resolução espectral dos dados às custas da resolução temporal (ou relação S/N). O número de pixels no espectro final é um múltiplo inteiro do número de diodos no detector ( $4 \times 516 = 2064$ , em nossos dados). Para as observações de IP Peg, o tempo de integração por pixel foi  $\Delta t = 1,185 \text{ s}$  ( $5 \times 0,237 \text{ s}$ ) para uma resolução temporal de  $5,5 \text{ s}$  por exposição.

Em todas as monitorias foi utilizada a rede de difração G160L, cobrindo a faixa ultravioleta (UV) de  $\lambda 1156 - 2508 \text{ \AA}$  com uma dispersão de  $\Delta \lambda = 1,7 \text{ \AA pixel}^{-1}$ , e a fenda quadrada de  $4,3 \times 4,3 \text{ arcsec}^2$ . É importante salientar que as observações foram realizadas antes da instalação do COSTAR, que corrigiu problemas existentes na óptica do telescópio. Os dados obtidos com a rede G160L são severamente contaminados pela

emissão geo-coronal de  $\text{Ly}\alpha$  que aparece em primeira ordem no lado azul do espectro em  $\lambda 1216$  e em segunda ordem no lado vermelho em  $\lambda 2432$ .

Os eclipses observados, de acordo com a efeméride de Wolf et al. (1993) correspondem aos ciclos 22246, 22249, 22252 e 22263. As correspondentes monitorias foram nomeadas como IP4, IP5, IP6 e IP7 respectivamente. Um sumário das observações é mostrado na Tabela 3.1.

Tab. 3.1: Jornal das observações

Monitoria	Data (1993)	Início (TU)	Ciclo	Faixa em fase (ciclos)
IP4	27 de maio	09:04:56	22246	+0,0408 + 0,2042
IP5	27 de maio	20:19:36	22249	+0,0107 + 0,1741
IP6	28 de maio	07:34:15	22252	-0,0277 + 0,1356
IP7	30 de maio	01:20:04	22263	-0,0275 + 0,1359

Nota-se que em todas as monitorias a cobertura em fase não é centrada no eclipse e que apenas IP6 e IP7 cobrem fases negativas. Isto ocorreu devido a um erro na programação das observações, causado pela confusão entre a especificação da fase de início da monitoria e a fase central da mesma. A monitoria IP4 perdeu quase que totalmente o eclipse, tendo a faixa em fase coberto apenas os estágios finais do egresso. Em consequência disto, este conjunto de dados não será analisado neste trabalho.

A rotina STRFITS do IRAF foi utilizada para a leitura dos arquivos originais da fita (formato FITS) para o ambiente IRAF. Os dados foram inicialmente reduzidos com o auxílio da rotina ExtractCounts, escrita por Mike Eracleous, que transforma os arquivos IRAF em tabelas em formato *ascii*. Deste processo obtem-se arquivos com informações sobre as contagens médias, *flat-field*, correções de movimento induzidas por efeitos geo-magnéticos (GIMP), ruído de fundo, subtração de luz espalhada, calibração de fluxo absoluto e de comprimento de onda, necessários aos passos seguintes da redução.

Diversas rotinas computacionais foram escritas pelo autor em linguagem "C" de forma a efetuar a redução dos dados.

A primeira tarefa executada foi normalizar o espectro *template* do ruído de fundo, dividindo-se as contagens em cada canal pela média das contagens. O valor médio das contagens do ruído de fundo é extraído de cada espectro medindo-se o nível de contagens nas regiões do vetor de diodos que não são iluminadas pelo espectro de ordem zero ou de ordem um. Isto produz uma curva de luz do ruído de fundo para cada monitoria. Uma curva suavizada do ruído de fundo é então calculada para cada monitoria com o ajuste de uma função do tipo *spline* cúbica (Fig. 3.1). Obtem-se a contribuição do ruído

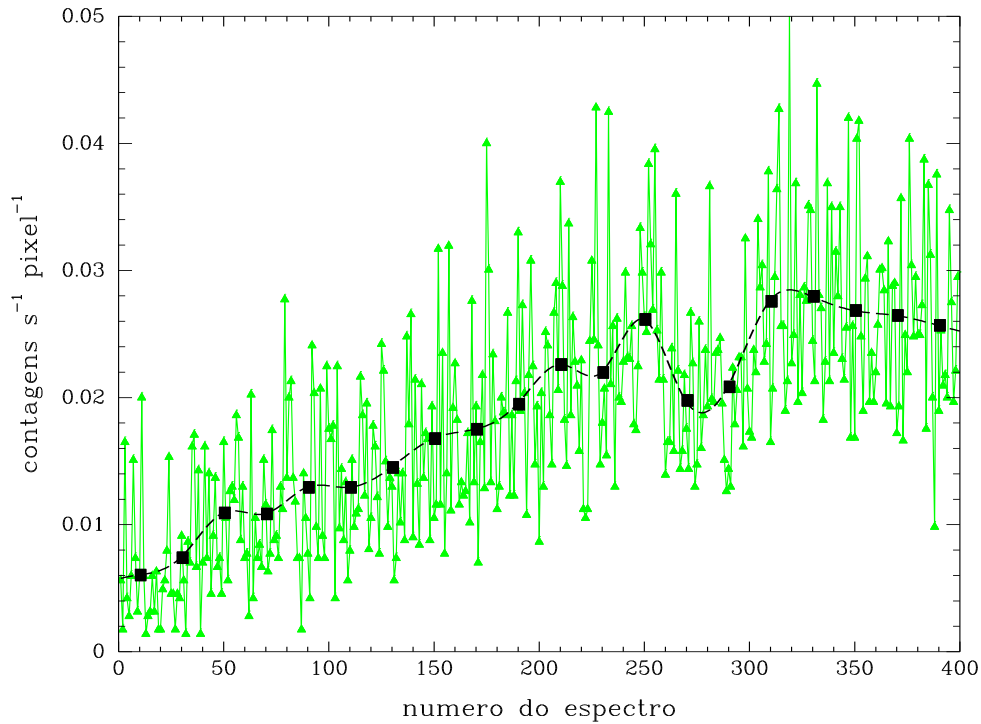


Fig. 3.1: Ajuste da função *spline* ao espectro de *background* para a monitoria IP5.

de fundo para um dado espectro multiplicando-se o espectro *template* normalizado do ruído de fundo pela contagem da curva suavizada no instante correspondente. Para cada espectro da monitoria, subtrai-se o espectro escalonado do ruído de fundo e divide-se o resultado pelo espectro do *flat-field* para remover as contribuições do ruído de fundo e da luz espalhada no espectrógrafo e eliminar diferenças de sensibilidade canal a canal. Por fim, os espectros são multiplicados pela curva do inverso da sensibilidade em cada canal (em mJy/contagens/s/pixel) de forma a calibrar os espectros em fluxo (programas BACKMED, SPLINEBACK e REDUX, Saito 2003, não publicado). Outras rotinas (programas TIMES e REDUX, Saito 2003, não publicado) implementam a calibração em comprimento de onda, convertem e geram arquivos finais em um formato compatível com o programa JOIA (Baptista 2003, comunicação privada), que produz espectros com resolução em fase e curvas de luz em faixas espectrais selecionadas para a análise com a técnica de mapeamento espectral.

Os espectros médios UV de IP Peg para as três monitorias (IP5, IP6 e IP7) nas faixas em fase fora do eclipse (+0, 10 + 0, 14) são mostrados na Fig. 3.2. No total identificamos 13 linhas em emissão nos espectros UV de IP Peg: Si II  $\lambda 1194$ , Ly $\alpha$   $\lambda 1216$ ,

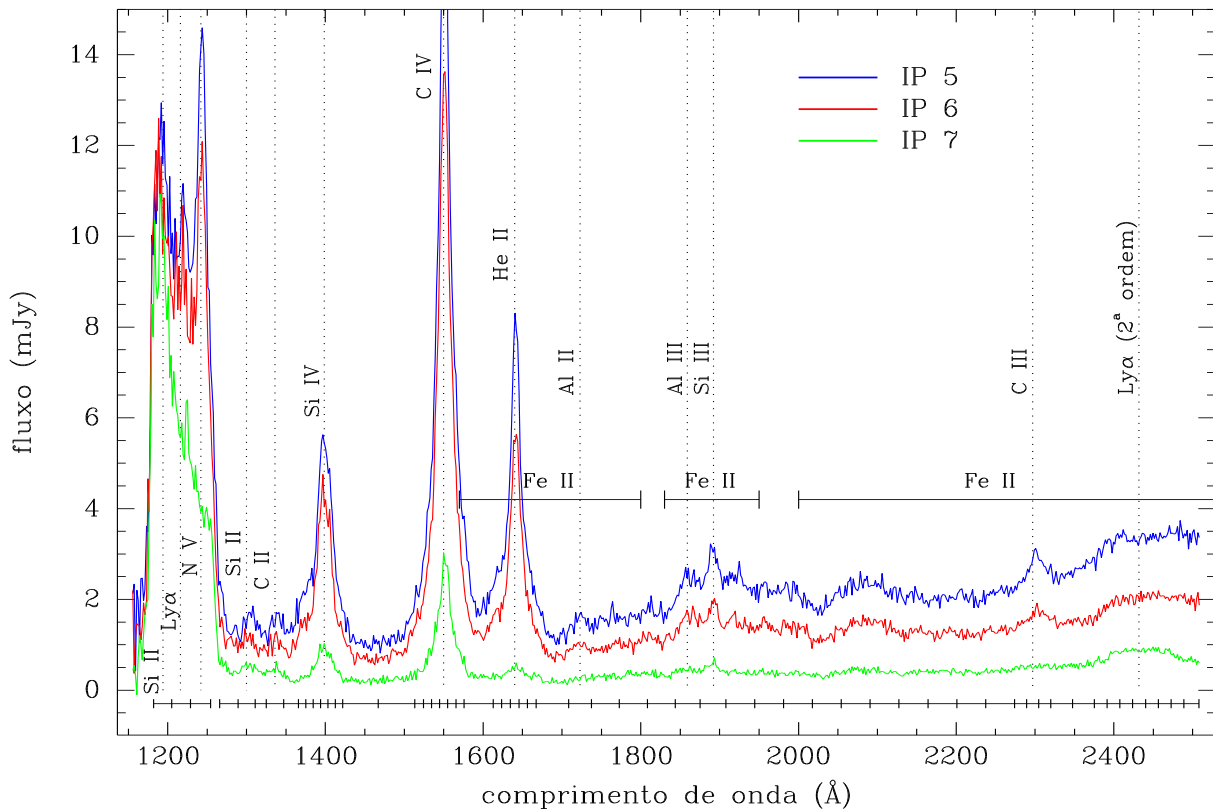


Fig. 3.2: Espectros médios de IP Peg para fases fora do eclipse (faixa em fase +0, +10 a +0, +14 ciclos) durante o declínio da erupção de maio de 1993. Estas observações correspondem aos ciclos de eclipse 22249 (IP5), 22252 (IP6) e 22263 (IP7), de acordo com a efeméride de Wolf et al. (1993). A linha horizontal inferior marca as 58 faixas espectrais usadas para extrair as curvas de luz. As linhas horizontais superiores marcam as bandas de absorção de Fe II. As linhas pontilhadas verticais marcam as linhas de emissão do espectro.

N V  $\lambda$ 1240, 1243, Si II  $\lambda$ 1300, C II  $\lambda$ 1336, Si IV  $\lambda$ 1394, 1403, C IV  $\lambda$ 1549, 1551, He II  $\lambda$ 1640, Al II  $\lambda$ 1723, Al III  $\lambda$ 1859, Si III  $\lambda$ 1892, C III  $\lambda$ 2297 e Ly $\alpha$   $\lambda$ 2432 (2<sup>a</sup> ordem). As linhas mais proeminentes do espectro, e que foram estudadas com um maior detalhe, são Si IV, C IV e He II. Nenhuma das linhas foi observada contendo um duplo pico indicando uma emissão proveniente do disco; este fato pode ser decorrente da baixa resolução espectral dos dados ou pode indicar que a maior parte das linhas se origina numa cromosfera + vento emitido pelo disco. Além das linhas em emissão, são também observadas bandas em absorção no espectro provavelmente devido ao Fe II, conhecidas como a *cortina de ferro* (Shore 1992). A emissão geo-coronal em Ly $\alpha$   $\lambda$ 1216 aparece como uma componente em emissão bastante larga no espectro, uma vez que a emissão preenche toda a fenda do

espectrógrafo e portanto se estende por uma região bem mais larga em comprimento de onda que a estrela. É possível identificar esta componente em segunda ordem em  $\lambda 2432$ , porém com uma intensidade muito menor.

Pode-se notar a evolução temporal da intensidade do contínuo e das linhas nos estágios finais da erupção. O contínuo cai por um fator  $\simeq 4$  entre IP5 e IP7. A redução na intensidade das linhas de emissão é mais pronunciada e as linhas mais fracas praticamente desaparecem em IP7.

### 3.2 Construção das curvas de luz

Os espectros foram divididos em 58 faixas com largura entre 15-50 Å para o contínuo e em faixas resolvidas em velocidade para as linhas. As linhas mais intensas foram divididas em faixas com largura de 2000 km/s, sendo uma faixa centrada na linha ( $v = 0$  km/s) e as demais cobrindo as asas azul e vermelha da linha. Para as linhas mais fracas extraímos apenas uma faixa espectral centrada na linha com largura de 5000 ou 6000 km/s, dependendo do perfil de cada linha. As faixas foram centradas no comprimento de onda de repouso da transição correspondente. Não foi levada em conta a velocidade de recessão da binária ( $\gamma \simeq 30 - 50$  km/s), pois existe grande incerteza com relação a este valor e o mesmo é desprezível em comparação com a largura das faixas utilizadas (2000 – 6000 km/s). Curvas de luz foram extraídas para cada faixa.

As curvas de luz de cada faixa espectral foram agrupadas em fase com o propósito de melhorar a relação sinal/ruído dos dados, produzindo curvas com resolução de  $\sim 4 \times 10^{-4}$  ciclos. Para cada caixa em fase (contendo 6 pontos) foi calculado o valor médio do fluxo e o respectivo desvio padrão. Com isto reduziu-se a influência da cintilação intrínseca do objeto (*flickering*). As curvas de luz resultantes apresentam uma resolução em fase final de 0,0024 ciclos.

De forma a ajustar corretamente as fases nas curvas de luz, Baptista (1994) mediu as fases de egresso da anã branca para dados em quiescência poucas semanas antes e após a erupção, observando que o centro do eclipse da anã branca ocorria 0,0082 ciclos antes da previsão da efeméride de Wolf et al. (1993). Assim, as curvas de luz foram deslocadas de +0,0082 em fase de modo que o centro do eclipse da anã branca coincida com a fase zero (adotando a largura do eclipse como  $\Delta\phi = 0,0863$  ciclos, Wood & Crawford 1986). Por último, as curvas de luz da monitoria IP5 foram truncadas em fase +0,1346 de forma que as fases finais fora do eclipse fossem semelhantes às de IP6 e IP7.

A Fig. 3.3 mostra curvas de luz resultantes para as três monitorias para a linha de



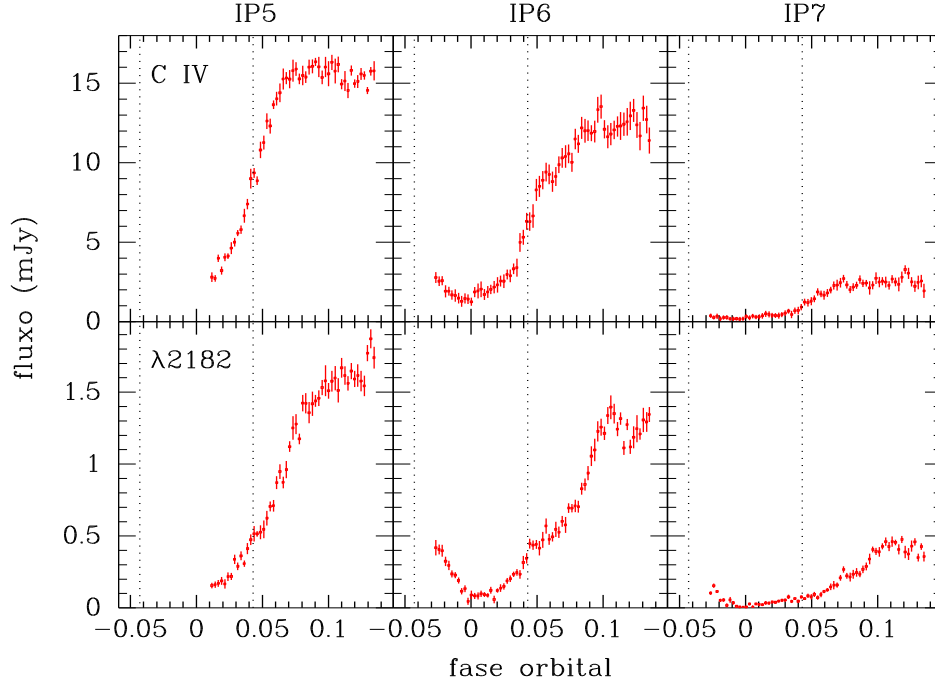


Fig. 3.3: Curvas de luz para a faixa centrada na linha de CIV e para uma faixa selecionada do contínuo para as três monitorias. As linhas verticais pontilhadas marcam as fases de ingresso e egresso da estrela anã branca.

CIV e para uma faixa selecionada do contínuo.

### 3.3 Mapas de eclipse

A geometria de um eclipse é definida somente pela razão de massa  $q$  ( $M_2/M_1$ ) e pela inclinação do sistema  $i$ . A razão de massa determina a forma e a dimensão relativa do lóbulo de Roche para cada estrela do sistema enquanto a inclinação define a extensão e a forma da sombra da estrela secundária durante o eclipse.

Neste trabalho, adotamos a razão de massa  $q = 0,5$  e a inclinação  $i = 81^\circ$ , obtidos por Wood & Crawford (1986). Baptista, Haswell & Thomas (2002) testaram estes parâmetros em conjunto com os parâmetros obtidos para IP Peg por Marsh (1998) ( $q = 0,85$ ,  $i = 79,5^\circ$ ) demonstrando que não existem diferenças perceptíveis entre mapas derivados com diferentes geometrias para o sistema. Para as reconstruções, utilizamos um mapa de eclipse com  $51 \times 51$  pixels em uma matriz quadrada centrada na estrela primária, sendo que cada lado da matriz cobre  $2R_{L_1}$ , onde  $R_{L_1}$  é a distância entre a estrela primária e o

ponto lagrangeano interno  $L_1$ .

As curvas de luz, descritas na seção 3.2, foram analisadas com o programa PRIDA (Baptista & Steiner 1993) de forma a se obter ajustes sintéticos para as curvas de luz e mapas de distribuição de brilho do disco de acréscimo, além da componente não eclipsada, para cada faixa espectral selecionada. As curvas de luz e as respectivas reconstruções para três faixas selecionadas do contínuo são mostradas na Fig. 4.1. As curvas de luz e correspondentes reconstruções para as faixas espectrais centradas nas linhas de Si IV, C IV e He II são mostradas na Fig. 4.2.

Para estimar as incertezas estatísticas nos mapas de eclipses foi utilizada a técnica de simulação por Monte Carlo. Para cada curva de luz foi gerado um conjunto de 20 curvas de luz artificiais; em cada curva os pontos são variados de forma aleatória e independente de acordo com uma distribuição tipo gaussiana com um desvio padrão igual à incerteza em cada ponto da curva. Estas curvas de luz artificiais foram ajustadas novamente com o programa PRIDA produzindo um conjunto de 20 mapas de eclipse. Estes mapas são combinados produzindo um mapa médio e um mapa de resíduos em relação à média, fornecendo a incerteza estatística em cada pixel do mapa. Estas incertezas são utilizadas para se estimar os erros nos espectros espacialmente resolvidos (seção 4.2), nas distribuições radiais de intensidade das linhas (seção 4.3) e nas distribuições radiais de temperatura (seção 4.5).

# Capítulo 4

## Resultados e discussão

### 4.1 Estruturas no disco

Os mapas de intensidade superficial de brilho, calculados pelo método da máxima entropia, fornecem informação espacial sobre a emissão, bem como a evolução temporal e espectral do disco de acrecimento. Nesta seção discutimos as estruturas nos mapas de eclipse para as linhas mais intensas do espectro, bem como para faixas espectrais selecionadas do contínuo, e comparamos os nossos resultados com os obtidos por estudos anteriores. A robustez de nossos resultados frente à incompleteness em fase das curvas de luz é investigada no Apêndice A.

Em trabalhos anteriores, utilizando técnicas de mapeamento por eclipse na faixa do óptico para IP Peg (Baptista, Harlaftis & Steeghs 2000; Baptista, Haswell & Thomas 2002), ficou evidente a presença de braços espirais que surgem no disco de acrecimento devido a choques causados por efeitos de maré pela estrela secundária (seção 1.3) durante as erupções do disco. Estas estruturas foram observadas a  $\sim 90^\circ$  e  $270^\circ$  em azimuth se estendendo das partes intermediárias até as partes externas do disco [ $R = (0, 2 - 0, 6)R_{L1}$ ] (a orientação do sistema foi definida na seção 2.5). Baptista et al. (2002) detectaram braços espirais na erupção de maio de 1993, no dia anterior ao início de nossas observações. Os nossos dados abrem a perspectiva de verificar até quanto tempo após o início da erupção as estruturas espirais persistem no disco de IP Peg.

A Fig. 4.1 apresenta curvas de luz e respectivas reconstruções para três faixas espectrais selecionadas do contínuo. As curvas de luz em IP6 e IP7 mostram assimetrias nas fases de egresso, indicando a saída do eclipse de mais de uma fonte de emissão ou variações de intensidade ao longo do disco. Os correspondentes mapas de eclipse apresentam estruturas assimétricas no lado do disco que se afasta da secundária, que podem

ser associadas à emissão no *gas stream*. O fato da emissão traçar a trajetória balística para além da posição do *bright spot* é um claro indício de transbordamento do jorro de gás (*gas stream overflow*) em IP Peg nestes estágios da erupção. A extensão azimutal da estrutura assimétrica nas partes externas do disco em IP6 e IP7 mostra que parte da energia dissipada na colisão do jorro de matéria da secundária com a borda externa do disco é dissipada ao longo da borda, na direção de rotação do gás. É interessante notar que à medida que a erupção chega a seus estágios finais, mais o contínuo é dominado pela emissão ao longo da região do *gas stream*.

Os mapas em IP5 revelam uma estrutura assimétrica em forma de arco localizada a  $\sim 90^\circ$  em azimute numa posição radial intermediária [ $R = (0,2 - 0,4)R_{L1}$ ], similar ao de um dos braços espirais discutidos por Baptista et al. (2000). O outro braço espiral observado na região  $\sim 270^\circ$  em azimute em Baptista et al. (2000) não foi reconstruído em nosso trabalho provavelmente devido às curvas de luz deste conjunto de dados estarem incompletas (ver Apêndice A). Morales-Rueda, Marsh & Billington (2000) observaram os braços espirais em tomogramas Doppler 5 e 6 dias após o início de uma erupção. Em Steeghs et al. (1996), o tomograma Doppler assinala a presença de braços espirais 8 dias após o início da erupção e Baptista et al (2002) detectaram a presença de braços através de mapeamento por eclipse no dia anterior ao início de nossas observações. A evidência da presença de braços espirais em IP5 estende os resultados anteriores sobre a permanência dos braços durante o declínio de uma erupção, indicando que 10 dias após o início da erupção os braços espirais ainda estão presentes no disco.

A Fig. 4.2 mostra as curvas de luz e os respectivos mapas para as três linhas mais proeminentes do espectro, Si IV, CIV e He II. A faixa espectral corresponde a um intervalo em velocidade de largura  $\Delta v = 2000 \text{ km/s}$  ( $-1000$  à  $+1000 \text{ km/s}$ ), centrada em  $v = 0 \text{ km/s}$ . O ponto de derivada máxima nas curvas de luz em todas as monitorias coincide com a fase de egresso da anã branca, indicando que o máximo da distribuição coincide com o centro do disco. As curvas de luz apresentam eclipses profundos com um egresso bastante suave. Como consequência, os mapas gerados não apresentam nenhuma estrutura assimétrica que assinale a presença de braços espirais em contraste com o que é observado em Baptista et al. (2002) para as linhas de He I ( $\lambda 5876$  e  $6678$ ), que apresentam as mesmas estruturas assimétricas observadas nos mapas do contínuo. O egresso do eclipse ocorre perceptivelmente antes em IP5 do que em IP6. A pequena assimetria observada no egresso do eclipse em IP6 produz a emissão na região do *bright spot* nos correspondentes mapas de eclipse. É importante notar que os mapas das linhas contém a emissão na linha, mais o possível contínuo subjacente. Assim, a presença de estruturas assimétricas nos mapas

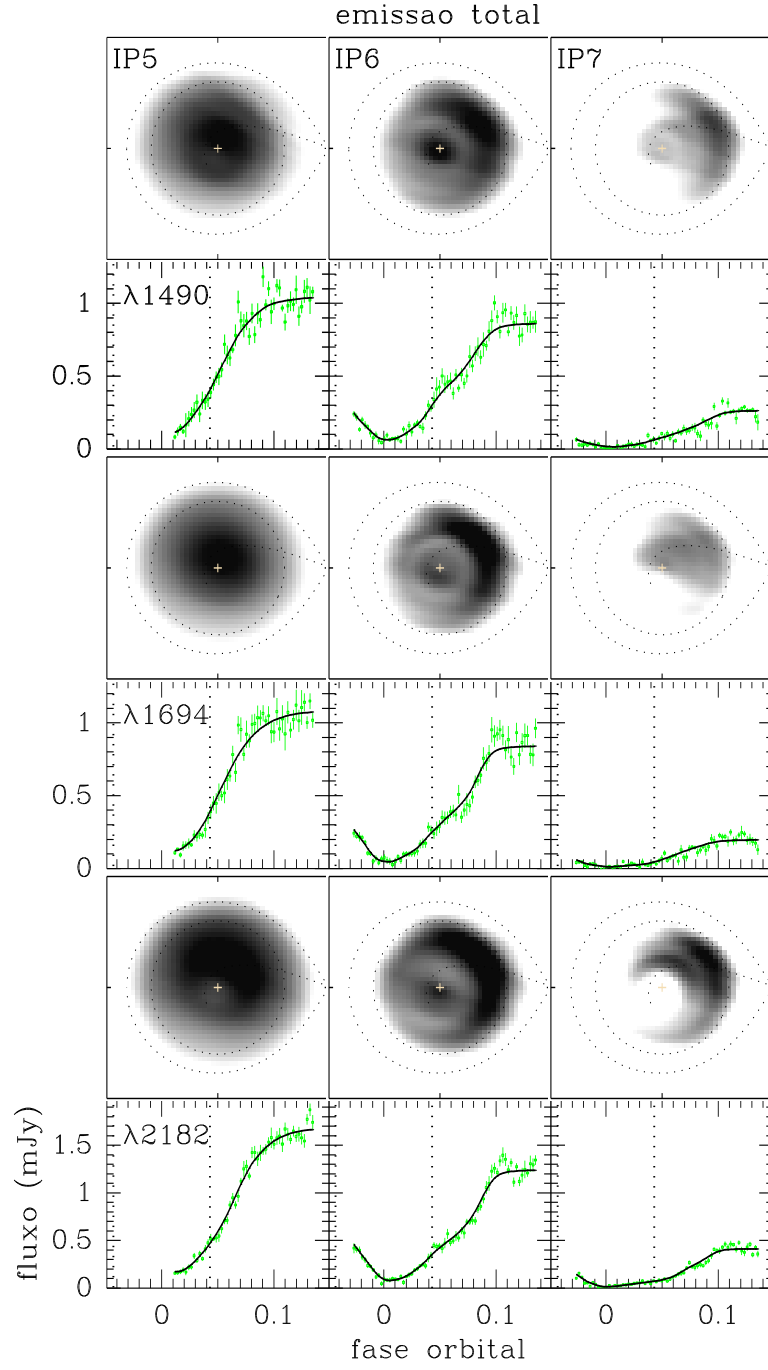


Fig. 4.1: Curvas de luz modelo e correspondentes mapas de eclipse para três faixas selecionadas do contínuo. Os painéis superiores de cada quadro mostram os mapas de eclipse correspondentes às curvas de luz dos painéis inferiores para as três monitorias em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes são indicadas em preto, regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o lóbulo de Roche, a trajetória do *gas stream* e um disco de raio  $0,6 R_{L1}$ ; a secundária está localizada à direita de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. Os painéis inferiores mostram os dados da curva de luz (pontos com barras de erro) e os correspondentes modelos obtidos por mapeamento por eclipse (linhas sólidas).

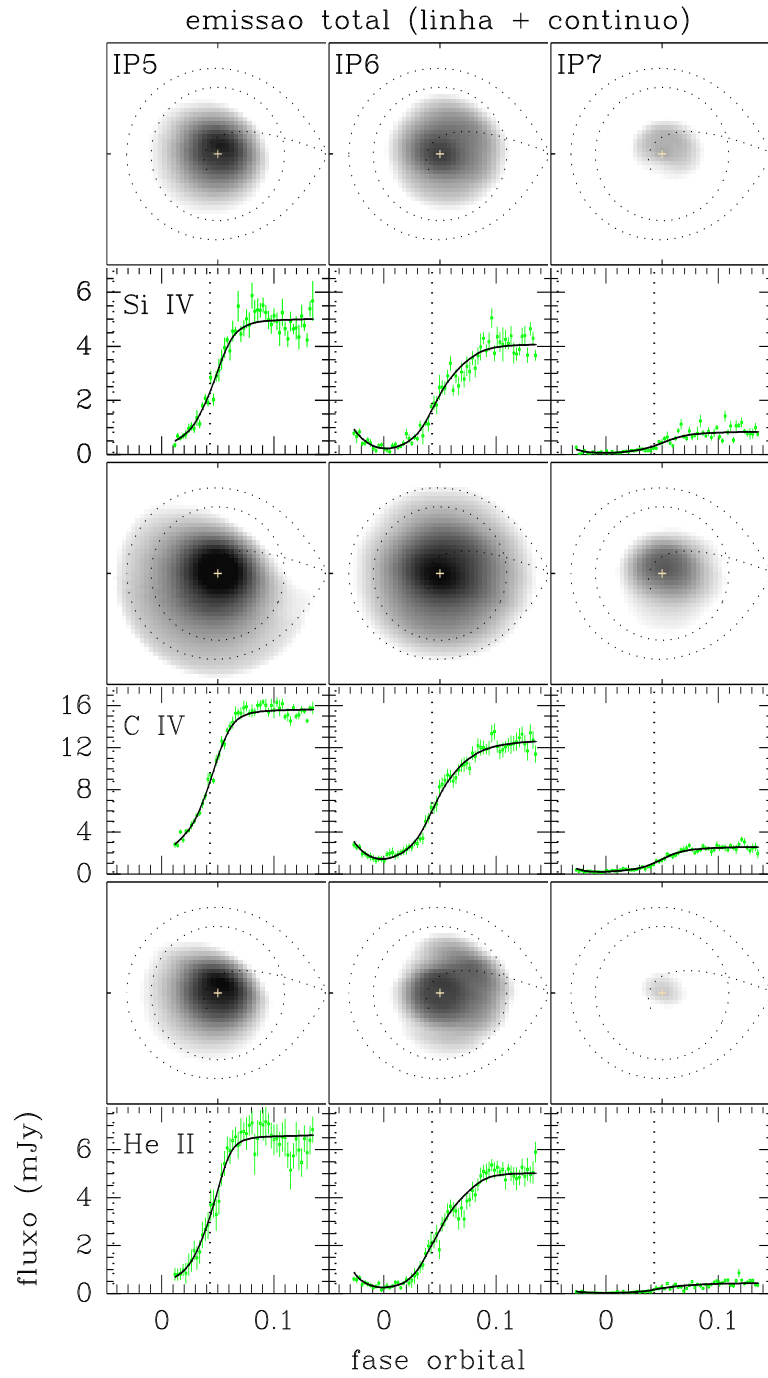


Fig. 4.2: Os painéis superiores de cada quadro trazem os mapas de eclipse para as faixas espectrais dos centros das linhas de SiIV, CIV e HeII ( $v = 0 \text{ km/s}$ ,  $\Delta v = \pm 1000 \text{ km/s}$ ). Nos painéis inferiores os dados da curva de luz e os correspondentes modelos obtidos por mapeamento por eclipse. A notação é similar à da Fig. 4.1.

do contínuo e sua ausência nos mapas das linhas, somado ao observado na componente não-eclipsada do espectro (seção 4.4), é um indício da extensão vertical do gás de onde se originam estas linhas. Elas sugerem a presença de um gás opaco e verticalmente extenso (resultante da erupção), cuja emissão provem de espalhamento, e que encobre as estruturas observadas no disco no contínuo, deixando os mapas das linhas bastante suaves e fazendo com que a emissão ao longo da região do *bright spot*, principalmente em IP6, seja bem menos pronunciada que no contínuo.

A sequência de mapas de eclipse permite acompanhar a evolução temporal nos estágios finais da erupção, mostrando o progressivo enfraquecimento das linhas bem como da intensidade do contínuo. A intensidade dos mapas cai de forma drástica entre as monitorias IP6 e IP7, principalmente para as linhas de Si IV e He II, com a emissão se restringindo às partes centrais do disco em IP7. A emissão em C IV apresenta uma redução menos pronunciada na intensidade no mesmo período e mantém ainda uma emissão significativa em IP7, mesmo 13 dias após o início da erupção. Em contraste com o que acontece com as linhas no final da erupção, a emissão do contínuo se dá principalmente ao longo da posição do *bright spot*.

## 4.2 Espectros espacialmente resolvidos

Com a técnica de mapeamento espectral podemos obter espectros espacialmente resolvidos para o disco de acréscimo. Para separar o espectro do disco em função da distância à anã branca, dividimos o mapa de eclipse em seções anulares concêntricas. O disco, centrado na primária, é dividido radialmente em anéis com espessura  $\Delta R = 0,1R_{L1}$ .

Devido à emissão diferenciada observada na região do *bright spot* dividimos o disco em duas regiões distintas: disco e *gas stream*. Definimos “*gas stream*” como sendo a região azimutal compreendida entre 0 e 90 graus e “disco” como a região entre 90 e 270 graus (Fig. 4.3). Não incluímos a faixa entre 270 a 360 graus na região do disco pois havia evidências de contaminação pela emissão do *bright spot* nesta região e também por haver evidências do disco ter ângulo de abertura não nulo (seção 3.5) e isto poderia atrapalhar a integração do fluxo ao longo de cada anel, prejudicando a obtenção dos espectros.

Cada ponto no espectro é obtido pela média das intensidades de todos os pixels dentro da região anular do mapa no comprimento de onda correspondente e as incertezas são obtidas através de simulações de Monte Carlo (seção 3.5).

Os espectros espacialmente resolvidos do disco para as três monitorias são mostrados na Fig. 4.4. Eles apresentam intensas linhas de Si IV, C IV e He II, que aparecem em

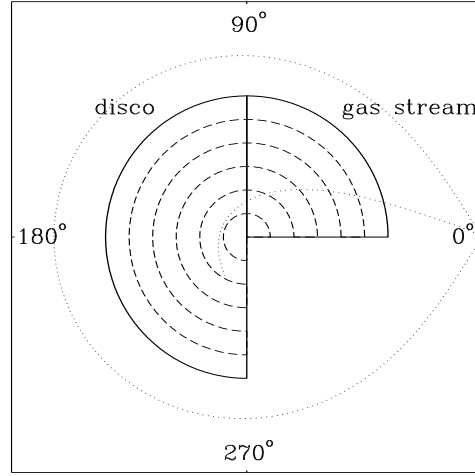


Fig. 4.3: Esquema mostrando as regiões definidas como "gas stream" e "disco". Os anéis (em tracejado) marcam as seis faixas radiais de largura  $0,1 R_{L_1}$  onde foram extraídos os espectros espacialmente resolvidos. As linhas pontilhadas marcam o lóbulo de Roche e a trajetória do gas stream. A coordenada angular, com origem ( $0^\circ$ ) em  $L_1$ , e orientada no sentido anti-horário, é mostrada na figura.

emissão ao longo de todo o disco. Este comportamento é semelhante ao observado para as linhas de Balmer e He I em experimento de mapeamento espectral contemporâneo no óptico para a mesma erupção do objeto (Baptista et al. 2002). Podemos notar novamente a extensão radial da emissão em CIV: nas partes centrais do disco as linhas de Si IV, CIV e He II apresentam intensidades comparáveis mas, para as partes externas do disco, as linhas de Si IV e He II decaem rapidamente enquanto a intensidade de CIV se mantém aproximadamente no mesmo patamar das regiões centrais. A emissão de He II é concentrada no centro do disco e possivelmente está associada à fotoionização do disco pela *boundary layer* (Marsh & Horne 1990). Patterson & Raymond (1985) demonstram que o reprocessamento de raios-X moles gerados na *boundary layer* entre o disco e a anã branca pode levar à emissão de He II quando a taxa de acréscimo  $\dot{M}(d) \gtrsim 1,6 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$ . Este valor é bastante aceitável para IP Peg nos estágios finais da erupção. O valor estimado de  $\dot{M}(d)$  para IP Peg foi  $2,2 \times 10^{-10} M_\odot/\text{ano}$  em quiescência (Marsh 1988) e  $8,0 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$  para o pico da erupção (Webb et al. 1999). A emissão de He II praticamente desaparece em IP7, permanecendo apenas em pequena intensidade no centro do disco pois a taxa de acréscimo cai a um nível insuficiente para a fotoionização.  $\text{Ly}\alpha$  aparece em emissão também para todos os raios. Contudo, a curva de luz desta linha está



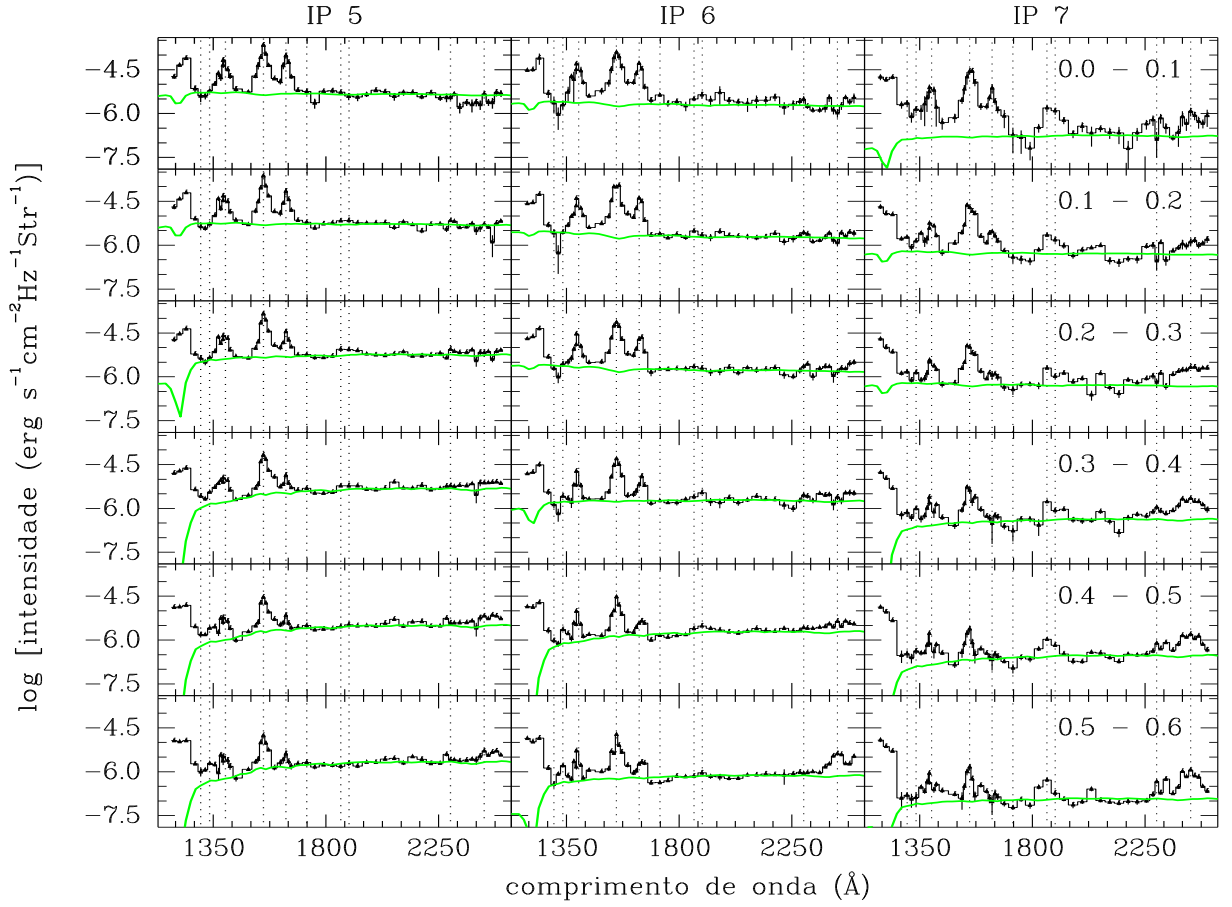


Fig. 4.4: Espectros espacialmente resolvidos para o disco ( $90^\circ - 270^\circ$ ) para o conjunto das seis regiões anulares (indicadas em unidades de  $R_{L1}$ ). As linhas em cinza mostram os espectros de atmosferas estelares de melhor ajuste em cada caso. As linhas pontilhadas marcam as principais transições do espectro.

bastante afetada por emissão geo-coronal e os resultados devem ser olhados com cautela e ceticismo.

A inclinação do contínuo varia de forma consistente com a distância ao centro do disco nas três monitorias. Os espectros são mais *azuis* nas partes centrais e mais *vermelhos* nas regiões externas, indicando a existência de gradiente radial de temperatura no disco.

De posse dos espectros espacialmente resolvidos para o disco e para o *gas stream*, calculamos a razão entre os dois espectros (*gas stream*/disco) para investigar a emissão ao longo da trajetória balística. A Fig. 4.5 apresenta os resultados. Ela revela que os espectros do disco e do *gas stream* são indistinguíveis nas partes centrais, porém diferem notavelmente nas partes intermediárias e principalmente externas do disco ( $R \simeq 0,3 - 0,6 R_{L1}$ ). Em uma extensa faixa em raio ( $R \gtrsim 0,3 R_{L1}$ ) o contínuo na região do *gas stream*

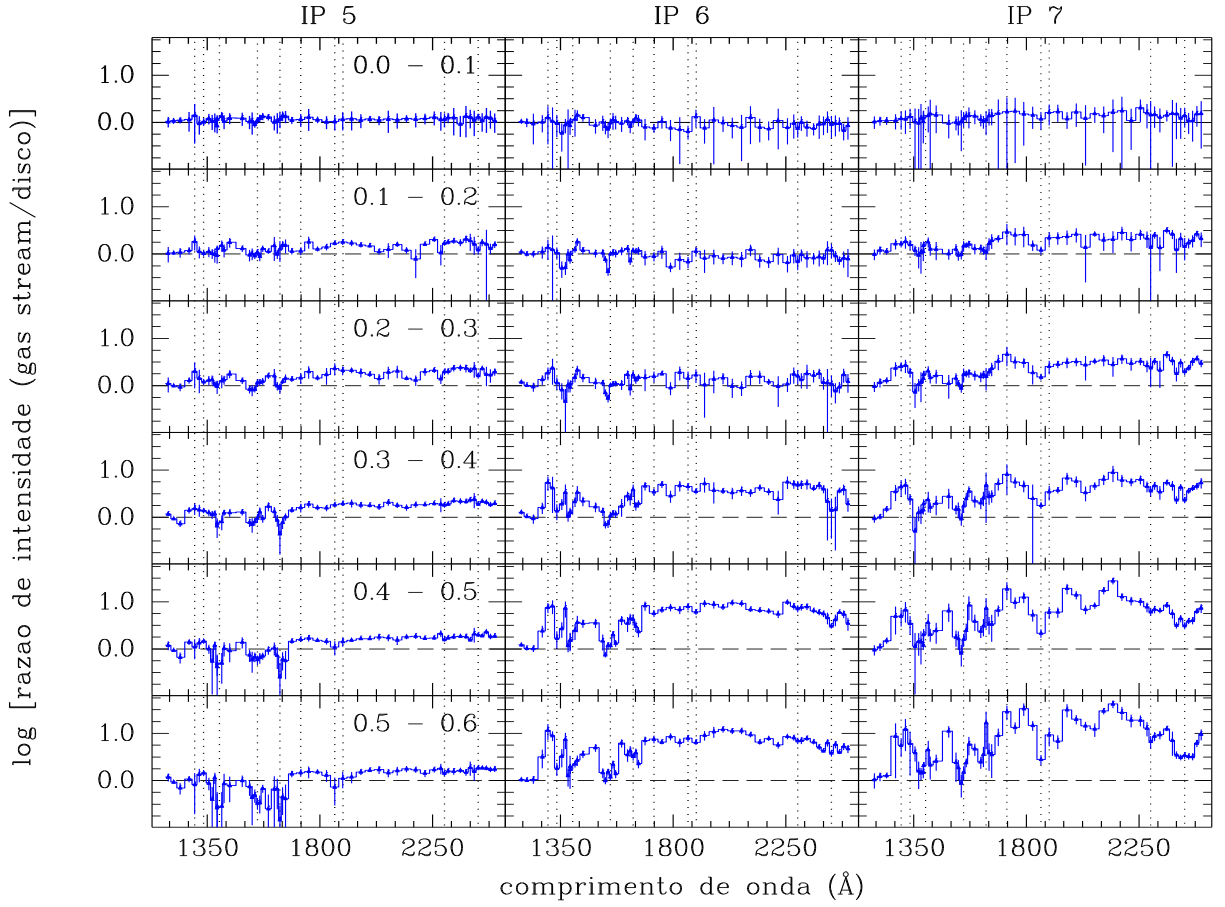


Fig. 4.5: Razão entre o espectro do *bright spot* ( $0 - 90^\circ$ ) e do disco ( $90 - 270^\circ$ ) em função do raio. A notação é similar à da Fig. 4.4.

é mais intenso que o do disco, em particular em IP7, o que revela uma significativa e diferenciada emissão ao longo do *gas stream*. Ao contrário do observado no espectro do disco, onde as linhas aparecem em emissão em todos os raios, no espectro do *gas stream* as linhas de CIV, Si IV e He II aparecem em absorção nas regiões onde a emissão do *gas stream* é diferenciada nas três monitorias. Notamos que à medida que a erupção chega aos seus estágios finais a emissão do *gas stream* torna-se mais destacada para as regiões mais internas do disco. Conforme visto na seção 4.1, a emissão diferenciada ao longo da trajetória balística é uma evidência clara do transbordamento do jorro de matéria (*gas stream overflow*) para adiante do ponto de impacto com a borda externa do disco.

O fato das linhas aparecerem em absorção sugere a presença de matéria fora do plano orbital ou que o disco possui ângulo de abertura não-nulo. A região do *gas stream* está encoberta por alguma estrutura como vento ou a borda do disco, onde existe a presença

dos elementos observados (Si, C e He). Horne et al. (1994) encontraram forte emissão de C IV  $\lambda 1550$  fora do plano orbital na nova anã OY Car em quiescência e inferiram que esta emissão pode ser proveniente de atividade magnética no disco (em quiescência) (Horne & Saar 1991) ou do espalhamento de C IV por um vento verticalmente extenso em torno do disco. Existem fortes evidências a favor da hipótese de vento para um sistema em regime de alta taxa de transferência de massa, como observado em IP Peg em erupção (ver seção 4.4) (Horne et al. 1994). A hipótese de vento foi utilizada por Baptista et al. (2002) ao explicar a baixa velocidade observada na emissão de He I e a distribuição não-Kepleriana da emissão do gás no disco. Em nossos dados, esta hipótese é reforçada pelo comportamento da componente não-eclipsada (seção 4.4), enquanto que a hipótese do disco possuir ângulo de abertura não-nulo é sugerida a partir dos valores de ângulos sólidos obtidos nos ajustes de espectros sintéticos (seção 4.5).

### 4.3 Distribuição radial da EW e FWHM das linhas

Na Fig. 4.6 mostramos a distribuição radial da largura equivalente (EW) e da largura total à meia altura (FWHM) para as linhas de C IV, Si IV e He II nas três monitorias. Os valores de EW e FWHM foram medidos dos espectros espacialmente resolvidos com o auxílio da rotina computacional SPLIT/IRAF.

As linhas são mais fortes nas regiões internas do disco, diminuindo em intensidade nas partes externas. C IV é a linha dominante, com uma EW  $\simeq 400 \text{ \AA}$  em  $0.1 R_{L1}$ , enquanto que para Si IV e He II temos EW  $\simeq 150 \text{ \AA}$  neste mesmo raio.

A emissão em He II é mais concentrada nas regiões internas do disco caindo a valores quase nulos nas partes externas, principalmente para IP7. Isto demonstra que no final da erupção a emissão nesta linha se dá quase que exclusivamente no centro do disco, em concordância com o obtido na seções 4.1 e 4.2. Os três últimos pontos da curva da FWHM para He II são bastante ruidosos e pouco confiáveis, uma vez que a emissão em He II nesta região praticamente desaparece no contínuo. Ao contrário de He II, a emissão em Si IV e C IV se encontra mais espalhada ao longo do disco.

A FWHM de C IV é aproximadamente constante ao longo do disco para as três monitorias e possui valores comparáveis aos encontrados para outras novas anãs, como em OY Car em quiescência que apresenta  $1/2 \text{ FWHM} \simeq 1900 \text{ km/s}$  para o espectro integrado (Horne et al. 1994). Para Si IV o comportamento aproximadamente constante é observado na monitoria IP5 enquanto que para He II a FWHM aparece com valores constantes em IP6, sendo que nas outras monitorias (IP5 e IP7) as partes externas do disco apresentam

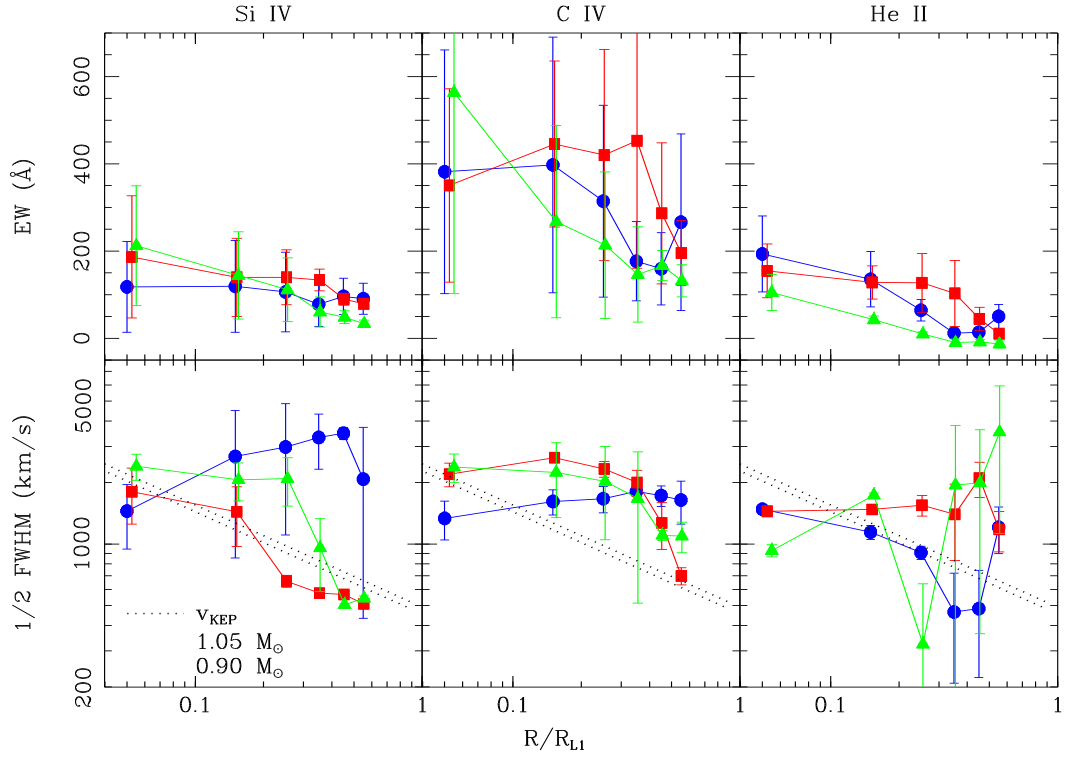


Fig. 4.6: Distribuição radial da largura equivalente (EW) e da largura a meia altura (1/2 FWHM ou HWHM) para as três monitorias. A monitoria IP5 é indicada pela linha em preto com pontos redondos, IP6 pela linha em cinza escuro com pontos quadrados e IP7 pela linha em cinza claro e pontos triangulares. As linhas pontilhadas nos quadros inferiores mostram o comportamento esperado para um gás em órbita Kepleriana para uma estrela primária de massa  $1,05 M_{\odot}$  (linha superior) e  $0,90 M_{\odot}$  (linha inferior).

valores de FWHM com barras de erro muito grandes, dificultando a interpretação do comportamento da curva. Em IP5 medimos velocidades da ordem de  $2000 \text{ km/s}$  em C IV e Si IV nas partes externas do disco. A característica de uma FWHM plana ao longo do disco difere do comportamento esperado para um gás em órbita Kepleriana, onde  $v \propto R^{-1/2}$ . Este resultado, destacando os altos valores de FWHM medidos nas partes externas do disco, indica que as linhas não estão sendo emitidas por um gás em rotação Kepleriana, mas possivelmente pela cromosfera e por um vento (denso e opaco) resultante da erupção do disco. A hipótese de emissão no vento já foi utilizada na seção 4.1 e 4.2 para explicar a ausência de estruturas relacionadas aos braços espirais e da emissão diferenciada na região do *gas stream* nos mapas das linhas.

#### 4.4 Componente não-eclipsada do espectro

Do método de mapeamento por eclipse também pode-se obter o espectro da componente não-eclipsada. Esta luz pode ser emitida pela face da estrela secundária oposta ao disco ou por gás fora do plano orbital que não sofre ocultação pela secundária (e.g. uma cromosfera + vento verticalmente extenso).

A Fig. 4.7 traz o espectro da componente não-eclipsada e também a contribuição fracional desta componente, obtida dividindo o espectro da componente não-eclipsada pelo espectro do objeto fora do eclipse. O espectro da componente não-eclipsada é dominado por linhas de emissão intensas em CIV e Ly $\alpha$ ; porém, Ly $\alpha$  é largamente afetada por emissão geo-coronal e, portanto, a componente não-eclipsada nesta linha deve ser dominada pela emissão geo-coronal.

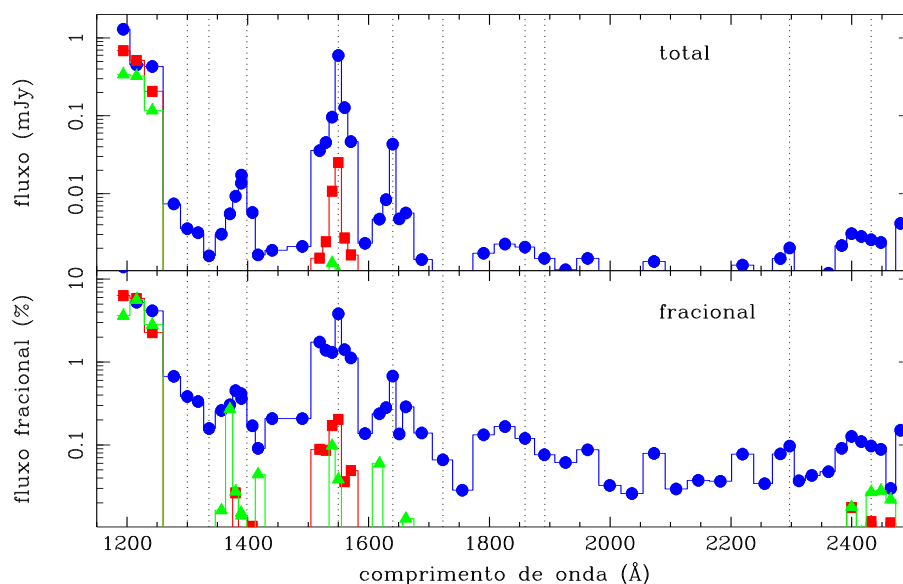


Fig. 4.7: Componente não eclipsada do espectro. Quadro superior: contribuição total. Quadro inferior: contribuição fracional. A indicação das monitorias é similar à da Fig. 4.6.

Estudos na faixa do infravermelho indicam que a secundária em IP Peg é uma estrela fria do tipo M5 (seção 1.4) com uma  $T \simeq 4000$  K (Catalán, Smith & Jones 2002) e, portanto, não se espera emissão no UV nem no contínuo nem nas linhas, salvo na presença de efeitos de iluminação significativos. Assim, não se espera haver qualquer acréscimo na temperatura da secundária proveniente de efeitos de iluminação em sua face oposta ao disco. Baptista et al. (2002) demonstram que, no óptico, a contribuição fracional

da componente não-eclipsada no fluxo total cresce para grandes comprimentos de onda, alcançando  $\sim 10\%$  do fluxo total no lado vermelho do espectro em ( $\sim 6700\text{ \AA}$ ), no dia anterior ao início de nossas monitorias. Isto sugere que o contínuo de Paschen esteja em emissão na componente não-eclipsada. Infelizmente nossa cobertura espectral não permite testar se o contínuo de Balmer também aparece em emissão. Além das linhas aparecerem em emissão, o fato da componente não-eclipsada não ser constante, ou seja, decair em intensidade com o final da erupção, indica que a emissão está correlacionada à erupção do disco, descartando a hipótese da emissão da componente não-eclipsada ter origem na estrela secundária.

A componente não-eclipsada em CIV alcança 4% da intensidade total da linha em IP5 e decresce para próximo de 0,5% nas outras monitorias, indicando que a extensão vertical da linha de CIV decai rapidamente conforme se aproxima o final da erupção. As outras linhas possuem contribuições fracionárias desprezíveis em qualquer uma das três monitorias. Para IP5, o nível do contínuo é da ordem de 0,1% da intensidade total do disco decaindo para valores ainda menores nos estágios finais da erupção ( $< 0,01\%$ ). Este fato é interessante se comparado com os resultados obtidos nas seções anteriores para as intensidades do disco. A intensidade da componente não-eclipsada decai de forma muito mais abrupta do que a emissão do próprio disco, indicando que, se a componente não-eclipsada reflete a emissão de gás verticalmente extenso (cromosfera + vento), sua redução em proporção mais acelerada que a emissão do disco pode ser interpretada como a diminuição da extensão vertical desta região, o que corrobora com a idéia de que o vento está intimamente associado à erupção em si. Quando a erupção chega ao fim, o vento desaparece; em termos geométricos, deixa de existir gás sendo ejetado verticalmente para fora do plano orbital.

#### 4.5 Distribuição radial de temperatura

O ajuste de espectros sintéticos aos espectros espacialmente resolvidos permite inferir a distribuição radial de temperatura efetiva do disco. A partir daí é possível comparar esta distribuição com a lei  $T \propto R^{-3/4}$  prevista para discos opticamente espessos em estado estacionário, bem como acompanhar a evolução desta distribuição nos estágios finais da erupção. Nesta seção ajustamos diversos modelos teóricos de emissão a nossos espectros espacialmente resolvidos do contínuo do disco.

Testamos modelos de espectros de corpo negro, atmosferas de hidrogênio neutro em equilíbrio termodinâmico local (LTE HI) e modelos de atmosferas estelares de Kurucz

(1979) com valores de metalicidades  $\log [M]/[H] = 0,0, +0,5$  e  $+1,0$ . Os ajustes não levam em consideração possíveis efeitos de obscurecimento de borda. As incertezas nos valores de temperatura extraídos dos ajustes espectrais foram obtidas através de simulações de Monte Carlo (seção 2.5).

Os ajustes para modelos LTE HI resultaram em valores elevados para a densidade de coluna, da ordem de  $10^{21}$  partículas/cm<sup>2</sup>, indicando que o gás emissor é opticamente espesso. Os valores de temperatura obtidos são indistinguíveis dos valores obtidos com espectros de corpo negro.

Nos painéis superiores da Fig. 4.8 apresentamos as distribuições radiais de temperatura dos espectros de melhor ajuste para emissão de corpo negro e modelos de atmosferas estelares. As linhas pontilhadas descrevem o perfil radial de temperatura de discos estacionários opacos para taxas de transferência de massa de  $10^{-8}$ ,  $10^{-9}$  e  $10^{-10} M_{\odot}/ano$ . A linha tracejada indica a temperatura crítica acima da qual um gás se encontra em estado estacionário, em um regime de alta transferência de massa (Warner 1995). Nos quadros inferiores são mostrados os respectivos ângulos sólidos para o disco resultantes dos ajustes espectrais. As linhas pontilhadas indicam os ângulos sólidos esperados para o disco de IP Peg para os parâmetros  $i = 81^{\circ}$ ,  $R_{L1} = 0,81 R_{\odot}$ ,  $d = 130 pc$  ou  $d = 200 pc$ .

Os melhores ajustes de corpo negro possuem valores típicos de  $\chi^2 \simeq 4 - 5$ . Estes ajustes levam a valores de temperatura da ordem de  $T \simeq 60000$  K no centro do disco e  $T \simeq 20000$  K nas regiões externas. Disto resulta, pelos modelos de discos em estado estacionário, em valores de transferência de massa ( $\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_{\odot}/ano$ ) bem acima do esperado para novas anãs em erupção (seção 1.3) e mesmo para novóides.

Dentre os modelos de atmosferas estelares testados (Kurucz 1979), os de metalicidade  $\log [M]/[H] = 0,0$  apresentavam ajustes sistematicamente melhores que os das outras metalicidades, resultando em valores de  $\chi^2$  semelhantes aos obtidos com ajustes de corpo negro. Os modelos de atmosferas estelares de melhor ajuste estão mostrados na Fig. 4.4 superpostos às observações. Escolhemos salientar os resultados obtidos por modelos de atmosferas estelares pois as temperaturas obtidas nestes modelos são mais condizentes com as temperaturas (e respectivas taxas de acréscimo) esperadas para novas-anãs em erupção ( $\dot{M} = 10^{-8} - 10^{-9} M_{\odot}/ano$ ) (Warner 1995) e os ângulos sólidos correspondentes são menos discrepantes em relação ao valor esperado para uma distância de  $130 pc$ . Os valores de temperatura estão na faixa  $T \simeq 20000$  K no centro do disco chegando a  $T \simeq 9000$  K nas partes externas. Estes valores de temperatura diferem de resultados anteriores obtidos no óptico para IP Peg no declínio de erupções, que obtiveram temperaturas de brilho de corpo negro na faixa  $T \simeq 9000 - 5000$  K, respectivamente para as partes centrais e

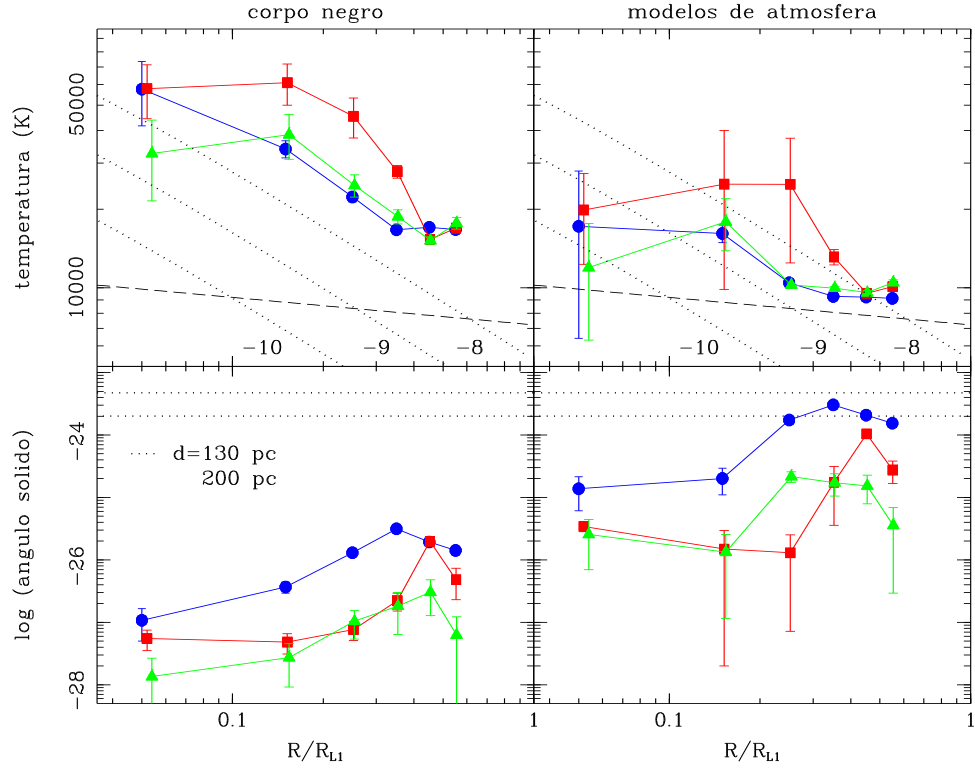


Fig. 4.8: Quadros superiores: distribuição radial de temperatura para ajustes de corpo negro (direita) e modelos de atmosferas estelares (esquerda) para as três monitorias. Linhas pontilhadas mostram o comportamento esperado para a temperatura para modelos de discos em estado estacionário com taxas de acréscimo  $\dot{M} = 10^{-8}$ ,  $10^{-9}$  e  $10^{-10} M_{\odot}/ano$ . A linha tracejada marca a temperatura crítica acima da qual o gás se encontra em estado estacionário, em um regime da alta transferência de massa. Quadros inferiores: O ângulo sólido para os melhores ajustes em cada caso. As linhas horizontais pontilhadas marcam os ângulos sólidos esperados para  $i = 81^{\circ}$ ,  $R = 0,81 R_{L1}$  e  $d = 130 pc$  (linha superior) ou  $d = 200 pc$  (linha inferior). A notação das monitorias é similar à da Fig. 4.6.

externas do disco (Bobinger et al. 1997), e  $T \simeq 5000$  K em toda a extensão do disco (Baptista et al. 2002).

Para os modelos de atmosferas estelares as distribuições radiais de temperatura são mais planas do que o esperado pela lei de discos em estado estacionário, onde  $T \propto R^{-3/4}$ . Tal tendência já havia sido observada na faixa do óptico nesta mesma erupção por Baptista et al. (2002) e também em uma erupção anterior de IP Peg por Bobinger et al. (1997).

As baixas temperaturas inferidas para as partes centrais do disco podem ser consequência do fato do disco ter ângulo de abertura não-nulo. Com uma inclinação de  $81^{\circ}$ , é provável que o disco seja suficientemente espesso de maneira que as partes centrais sejam encobertas pela borda, produzindo temperaturas artificialmente baixas para as partes



centrais (ocultas) do disco.

Os valores de ângulo sólido encontrados para os modelos de atmosferas estelares, bem como para espectros de corpo negro (Fig. 4.8, quadro inferior) e LTE HI indicam a possibilidade do disco de IP Peg ser *flared*, isto é, o disco pode ter ângulo de abertura que aumenta com o raio. Igualmente, a evolução temporal dos ângulos sólidos sugere que a espessura radial do disco diminui à medida que alcançamos o final da erupção. Este resultado concorda com modelos tridimensionais de discos de acréscimo (Rutten 1998), que demonstram este comportamento em Variáveis Cataclísmicas e binárias-X de baixa massa. Webb et al. (1999) e Morales-Rueda et al. (2000) já haviam sugerido que durante a erupção o disco de acréscimo de IP Peg teria um ângulo de abertura  $\alpha_d \gtrsim 15^\circ$ . Como a espessura do disco, principalmente nas bordas, bem como a inclinação do perfil da superfície do disco são maiores na monitoria IP5 e decaem com o final da erupção, em IP5 as partes centrais do disco podem estar sendo obscurecidas pela borda do mesmo. Este resultado pode explicar algumas aparentes contradições, como valores mais elevados de temperatura em IP6 do que em IP5. A falta de uma reconstrução mais clara das estruturas relacionadas aos braços espirais pode também ser explicada pelo fato do disco ter ângulo de abertura não nulo ou ser *flared*. Da mesma forma, estas estruturas estariam sendo encobertas pela borda espessa do disco.

As temperaturas obtidas nos estágios finais da erupção (IP7) estão sistematicamente acima da temperatura crítica no qual um gás se encontra em estado estacionário, em um regime de alta transferência de massa, indicando que o objeto, mesmo duas semanas após o início da erupção, ainda não alcançou o estado quiescente.

# Capítulo 5

## Conclusões e perspectivas

### 5.1 Sumário e conclusões

Neste trabalho apresentamos o estudo do espectro e da estrutura do disco de acrecimento da nova anã IP Peg no declínio de uma erupção, a partir de dados de espectroscopia com resolução temporal no ultravioleta obtidos com o Telescópio Espacial Hubble. Os principais resultados deste trabalho são:

- Os mapas de eclipse do contínuo em IP5 apresentam uma estrutura assimétrica em posição radial e azimutal similar à de um dos braços espirais observadas anteriormente, numa indicação de que os braços espirais ainda estão presentes no disco de IP Peg 10 dias após o início da erupção. As outras monitorias não evidenciam estas estruturas. Simulações mostram que a incompleta fase das curvas de luz não permite reconstruir adequadamente o outro braço espiral.
- Existe emissão pronunciada ao longo da trajetória balística em IP6 e IP7, numa clara evidência de transbordamento de gás proveniente da secundária para além do ponto de impacto na borda externa do disco (*gas stream overflow*).
- O espectro espacialmente resolvido do disco revela que Si IV, CIV e He II aparecem em emissão em qualquer raio. As linhas são mais intensas nas partes internas, decaindo para as partes externas do disco. A largura à meia altura (FWHM) da linha de CIV é aproximadamente constante com o raio, em contraste com a dependência  $v \propto R^{-1/2}$  esperada para um gás em órbita Kepleriana. Comportamento similar é obtido para Si IV. Estas linhas são provavelmente originadas numa região verticalmente extensa, uma cromosfera + vento.

- O espectro da componente não eclipsada é dominado pela emissão em CIV, que atinge 4 % do fluxo na linha em IP5. A contribuição fracional da componente não-eclipsada decai rapidamente no final da erupção. A interpretação é que a componente não-eclipsada se origina numa cromosfera + vento verticalmente extenso, que diminui de dimensões rapidamente ao final da erupção.
- Para as três monitorias, a distribuição radial de temperatura do disco é muito mais plana que o esperado pelo modelo de discos em estado estacionário, onde  $T \propto R^{-3/4}$ . O ajuste de modelos de atmosferas estelares leva à temperaturas de  $\simeq 20000$  K nas partes centrais e  $\simeq 9000$  K nas partes externas do disco. Por outro lado, as temperaturas inferidas são sistematicamente maiores que as temperaturas críticas acima das quais o disco se mantém em regime de alta viscosidade, segundo o modelo de instabilidade em discos. Isto sugere que o disco de IP Peg ainda não tinha alcançado o estado de quiescência 13 dias após o início da erupção.
- Os ângulos sólidos resultantes do ajuste espectral crescem de forma monotônica com o raio e são menores nos estágios finais da erupção. Isto sugere que o disco de acrecimento de IP Peg tenha face côncava (*flared disc*) durante a erupção, e que sua extensão vertical se reduza progressivamente à medida que a erupção chega ao fim.

## 5.2 Perspectivas

Os nossos próximos passos são aplicar a técnica de mapeamento espectral a outros objetos de mesma natureza. Para isto, dispomos de diversos conjuntos de dados espectroscópicos de eclipses.

Dados em quiescência de IP Peg obtidos com o HST/FOS cobrindo a faixa  $\lambda 1700 - 9000$  Å podem ser utilizados para complementar este trabalho, comparando a emissão do disco em erupção com aquela obtida em quiescência.

Conjuntos de dados de três outros sistemas, da nova anã V2051 Oph e da novóide V346 Pup obtidos com HST no óptico e no ultravioleta, e da polar intermediária DQ Her obtidos com o Telescópio de Palomar no óptico estão disponíveis para imediata análise. A análise destes diferentes sistemas com técnicas de mapeamento permite investigar espectros de discos com condições físicas bem variadas e será útil para uma melhor compreensão da física dos discos de acrecimento.

# REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Bailey J., 1979, MNRAS, 187, 645
- [2] Baptista R., 2001, in Boffin H., Steeghs D., eds, *Lecture Notes in Physics, Astromotography: Imaging Methods in Observational Astrophysics*. Springer-Verlag, Berlin, p. 307
- [3] Baptista R., Catalán M. S., 2001, MNRAS, 324, 599
- [4] Baptista R., Catalán M. S., Horne K., Zilli D., 1998, MNRAS, 300, 233
- [5] Baptista R., Harlaftis E. T., Steeghs D., 2000. MNRAS, 314, 727
- [6] Baptista R., Haswell C. A., Thomas G., 2002. MNRAS, 334, 198
- [7] Baptista R., Horne K., Hilditch R., Mason K.O., Drew J.E., 1995, ApJ, 448, 395
- [8] Baptista R., Horne K., Wade R.A., Hubeny I., Long K., Rutten R.G.M., 1998, MNRAS, 298, 1079
- [9] Baptista R., Steiner J. E., 1991. A&A, 249, 184
- [10] Baptista R., Steiner J. E., 1993. A&A, 277, 331
- [11] Baptista R., Steiner J. E., Horne K., 1996, MNRAS, 282, 99
- [12] Baptista R., et al., 1994, in Shafter A., ed., ASP Conf. Ser. 56: *Interacting Binary Stars*, 259
- [13] Bath G.T., 1969, ApJ, 158, 571
- [14] Bobinger A., Horne K., Mantel K.H., Wolf S., 1997, A&A, 327, 1023
- [15] Bruch A., Beele D., Baptista R., 1996, A&A, 306, 151

- [16] Cannizzo J., 1993, in *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, ed. J. C. Wheeler (World Scientific Publ. Co., Cingapore), p. 6
- [17] Catalán M.S., Smith R.C., Jones D.H.P., 2000, MNRAS, *submetido*
- [18] Fabbiano G., Hartmann L., Raymond J., Branduardi-Raymont G., Matilsky T., Steiner J., 1981, ApJ, 243, 911
- [19] Frank J., King A. R., Raine D. J., 1992. *Accretion Power in Astrophysics* - 2nd edition, Cambridge: Cambridge University Press
- [20] Golombek D., Smith T., Christensen, J., 1993, *FOS Data Products Guide*, STScI, Baltimore
- [21] Goranskij V.P., Shugarov S.Y., Orlowsky, E.I., Rahimov V.Y., 1985, IBVS, 2653, 1
- [22] Hameury J., Menou K., Dubus G., Lasota J., Hure J., 1998, MNRAS, 298, 1048
- [23] Harlaftis E.T., Baptista R., Morales-Rueda L., Marsh T.R., Steeghs D., 2004, A&A, *em impressão* (astro-ph/0401155)
- [24] Harlaftis E.T., Marsh T.R., Dhillon V.S., Charles P.A., 1994, MNRAS, 267, 473
- [25] Harlaftis E.T., Steeghs D., Horne K., Martín E., Magazzú A., 1999, MNRAS, 306, 348
- [26] Harrop-Allin M.K., Warner B., 1996, MNRAS, 279, 219
- [27] Horne K., 1985, MNRAS, 213, 129
- [28] Horne K., 1991, *Int. Astr. Union Colloq.*, 129, p. 3
- [29] Horne K., 1993, in *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, ed. J. C. Wheeler (World Scientific Publ. Co., Cingapore), p. 117
- [30] Horne K., Cook M.C., 1985, MNRAS, 214, 307
- [31] Horne K., Marsh T.R., Cheng F.H., Hubeny I., Lanz T., 1994, ApJ, 426, 294
- [32] Horne K., Saar S.H., 1991, ApJ, 374, L55
- [33] Horne K., Wood J.H., Stiening, R.F., 1991, ApJ, 378, 271
- [34] Hoshi R., 1979, *Prog. Theor. Phys.*, 49, 776

- [35] Ishikawa S., Osaki Y., 1992, *Pub. Ast. Soc. Japan*, 44, 15
- [36] Kiplinger A.L., Sion E.M., Szkody P., 1991, *ApJ*, 366, 569
- [37] Knigge C., Long K.S., Hoard D.W., Szkody P., Dhillon V.S., 2000, *ApJ*, 539, L49
- [38] Kopal Z., 1959, *Close Binary Systems*, Chapman & Hall, London
- [39] Kraft R.P., 1962, *ApJ*, 135, 408
- [40] Kurucz R.L., 1979, *ApJS*, 40, 1
- [41] la Dous C., 1989, *A&A*, 211, 131
- [42] la Dous C., 1991, *A&A*, 252, 100
- [43] Lasota J.P., 2001, *New Astronomy Review*, 45, 449
- [44] Lipovetskij V.A., Stepanyan, J.A., 1981, *Astrofis.*, 17, 573
- [45] Long K.S., Blair W.P., Bowers C.W., Davidsen A.F., Kriss G.A., Sion E.M., Hubeny I., 1993, *ApJ*, 405, 327
- [46] Lubow S.H., Shu F.H., 1975, *ApJ*, 198, 383
- [47] Marsh T.R., 1988, *MNRAS*, 231, 1117
- [48] Marsh T.R., Horne K., 1988, *MNRAS*, 235, 269
- [49] Marsh T.R., Horne K., 1990, *ApJ*, 349, 593
- [50] Martin J.S., Jones D.H.P., Smith R.C. 1987, *MNRAS*, 224, 1031
- [51] Menou K., Hameury J., Lasota J., Narayan, R., 2000, *MNRAS*, 314, 498
- [52] Meyer F., Meyer-Hofmeister E., 1982, *A&A*, 106, 34
- [53] Morales-Rueda L., Marsh T.R., Billington I., 2000, *MNRAS*, 313, 454
- [54] O'Donoghue D., 1986, *MNRAS*, 220, 23
- [55] Osaki Y., 1970, *ApJ*, 162, 621
- [56] Paczynski B., 1965, *A&A*, 15, 89
- [57] Paczynski B., 1977, *ApJ*, 216, 822

- [58] Paczynski B., Ziolkowski J., Zytkow A., 1969, *ASSL Vol.13: Mass Loss from Stars*, p. 237
- [59] Panek R.J., Holm, A.V., 1984, *ApJ*, 277, 700
- [60] Patterson J., 1981, *ApJS*, 45, 517
- [61] Patterson J., Raymond J.C., 1985, *ApJ*, 292, 535
- [62] Piché F., Szkody P., 1989, *ApJ*, 98, 2225
- [63] Pringle J.E., 1981, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 21, 1
- [64] Pringle J.E., 1985, In: *Interacting Binaries*, eds. J.E. Pringle & R.A. Wade, Cambridge University Press, Cambridge, p. 1
- [65] Rutten R.G.M., 1998, *A&AS*, 127, 581
- [66] Rutten R.G.M., Dhillon V.S., Horne K., Kuulkers E., 1994, *A&A*, 183, 441
- [67] Rutten R.G.M., Dhillon V.S., Horne K., Kuulkers E., van Paradijs J., 1993. *Nature*, 362, 518
- [68] Rutten R.G.M., Kuulkers E., Vogt N., van Paradijs J., 1992, *A&A*, 283, 441
- [69] Rutten R.G.M., van Paradijs J., Tinbergen J., 1992, *A&A*, 254, 159
- [70] Sato J., Sawada K., Ohnishi N., 2003, *MNRAS*, 342, 593
- [71] Savonije G.J., Papaloizou J., Lin C., 1994. *MNRAS*, 268, 13
- [72] Sawada K., Matsuda T., Hachisu I., 1986, *MNRAS*, 219, 75
- [73] Schweitzer E., Proust D., Gunther J., 1985, *Bull. de l'AFOEV*, 34, 5
- [74] Shakura N.I., Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, 24, 337
- [75] Smak J., 1971, *Acta Astr.*, 21, 15
- [76] Smak J., 1984, *Acta Astr.*, 34, 93
- [77] Smak J., 1992, *Acta Astr.*, 42, 323
- [78] Smak J., 1999, *Acta Astr.*, 49, 383
- [79] Steeghs D., Harlaftis E.T., Horne K., 1997. *MNRAS*, 290, L28

- [80] Steeghs D., Horne K., Marsh T.R., Donati J.F., 1996, MNRAS, 281, 626
- [81] Stehle R., 1999, MNRAS, 204, 687
- [82] Szkody P., 1976, ApJ, 207, 824
- [83] Tylenda R., 1981, Acta Astr., 31, 267
- [84] Verbunt F., 1982, Space Science Reviews, 32, 379
- [85] Verbunt F., 1987, A&A, 71, 339
- [86] Vogt N., 1981, Mitt. Astr. Gesell., 57, 79
- [87] Vogt N., Schoembs R., Krzeminski W., Pedersen H., 1981, A&A, 94, L29
- [88] Warner B., 1995, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press, Cambridge
- [89] Webb N. A. et al., 1999, MNRAS, 310, 407
- [90] Williams R.E., 1980, ApJ, 235, 939
- [91] Wolf S., Mantel K. H., Horne K., Barwig H., Shoembs R., Baernbantner O., 1993, A&A, 273, 160
- [92] Wood J.E., 1994, In: *Interacting Binary Stars*, ASP Conference Series, Vol. 56, ed. A.W. Shafter (ASP, USA), p.48
- [93] Wood J.E., Crawford C.S., 1986, MNRAS, 222, 645
- [94] Wood J.E., Horne K., Berriman G., Wade R.A., 1989, ApJ, 341, 974
- [95] Wood J.E., Horne K., Berriman G., Wade R.A., O'Donoghue D., Warner B., 1989, MNRAS, 219, 629
- [96] Wood J.E., Horne K., Vennes S., 1992, ApJ, 385, 294
- [97] Wood J.H., Marsh T.R., Robinson E.L., Stiening R.F., 1989, MNRAS, 239, 809
- [98] Wu C.C., Panek R.J., 1982, ApJ, 262, 244



# Apêndice A

## Reconstrução de mapas com curvas de luz incompletas em fase

De forma a verificar a confiabilidade dos mapas por nós obtidos, realizamos um conjunto de simulações para reconstrução de distribuições assimétricas de brilho a partir de curvas de luz com cobertura em fase incompleta.

Inicialmente, produzimos mapas de eclipse de  $51 \times 51$  pixels tendo como características duas estruturas assimétricas em intensidade e posição equivalente às de braços espirais observados em IP Peg por Baptista et al. (2002). Espera-se que no declínio da erupção, os braços espirais tenham a tendência de fecharem-se à medida que o material do disco esfria (e.g. Sawada, Matsuda & Hachisu 1986; Sato, Sawada & Ohnishi 2003). Como nosso conjunto de dados de IP Peg cobre os estágios finais da erupção, utilizamos três configurações com ângulos de abertura diferentes para os braços espirais (e.g. Harlaftis et al. 2004), na tentativa de cobrir uma faixa de possíveis estágios de espiralação dos braços. Estes mapas artificiais são mostrados na Fig. A.1.

Utilizamos a geometria de Wood & Crawford (1986) para IP Peg (inclinação  $i = 81^\circ$  e razão de massa  $q = 0,5$ ) para simular eclipses destas distribuições de brilho e gerar curvas de luz sintéticas. De forma a aproximar ainda mais estas curvas de luz artificiais aos dados reais, adicionamos ruído Gaussiano a estas curvas de forma que a relação sinal-ruído ( $S/N$ ) seja equivalente à das monitorias de IP Peg; adotamos  $S/N = 30$ .

Como as curvas de luz das monitorias possuem cobertura em fase incompletas, truncamos a curva de luz em fases semelhantes as da monitoria IP5 e também IP6 (IP7 possui cobertura em fase semelhante a IP6), como mostrado na Fig. A.2 para o estágio I. Da posse destas três curvas de luz (uma com fases completas, outra com cobertura em fase se-

melhante a da monitoria IP5 e a última com fases semelhantes a IP6) aplicamos a técnica de mapeamento por eclipse e obtivemos mapas de eclipse que podem ser comparados com os mapas artificiais originais. Isto permite verificar o poder de reconstrução da técnica de mapeamento, bem como comparar os resultados com os mapas reais obtidos para IP Peg.

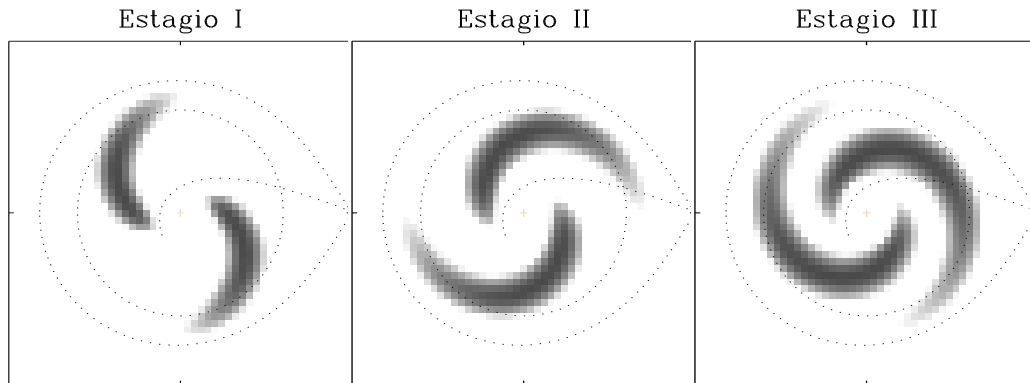


Fig. A.1: Mapas artificiais para três configurações diferentes para os braços espirais, com ângulos de abertura progressivamente menores.

Nos quadros da esquerda das Fig. A.2, A.3 e A.4 apresentamos, para os três estágios de espiralação dos braços, as curvas de luz truncadas em diferentes fases e nos quadros centrais os respectivos mapas de eclipse com a componente assimétrica dos mapas, isto é, a componente dos mapas que não é constante ao longo de uma seção radial do disco. A componente assimétrica deve evidenciar as estruturas (assimétricas) relacionadas aos braços espirais. Nos quadros da direita apresentamos, para comparação, os mapas para uma faixa selecionada do contínuo em IP5 e IP6. Como as fases negativas estão ausentes nas curvas de luz de IP Peg, estruturas localizadas na região do disco que se aproxima da secundária (hemisfério inferior dos mapas de eclipse das Fig. A.2, A.3 e A.4), amostradas na curva de fase completa, não são percebidas pelo método nas curvas de luz com fases incompletas.

No estágio I (Fig A.2) as estruturas assimétricas são razoavelmente bem reconstruídas para a curva de luz com fase completa. Em consequência do espalhamento azimutal intrínseco do método de mapeamento por eclipse, os braços aparecem distorcidos na forma de “asas de borboleta” (Harlaftis et al. 2004). Entretanto, sua localização, extensão radial e azimutal são bem recuperadas.

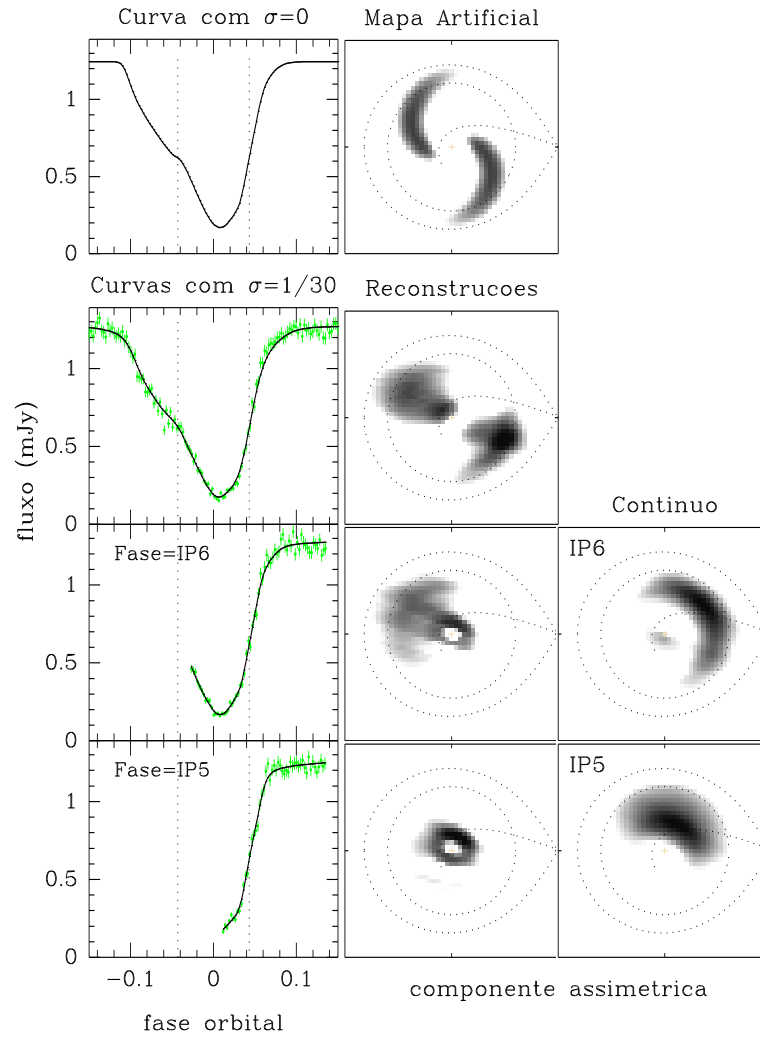


Fig. A.2: Estágio I. Painel superior: o mapa artificial (direita) e a respectiva curva de luz gerada para  $S/N = \infty$  (esquerda). Paineis inferiores: na esquerda as curvas com  $S/N = 30$  para as fases completa, e equivalente à IP6 e IP5. Ao centro e à direita, respectivamente, a componente assimétrica dos mapas para as reconstruções e para uma faixa selecionada do contínuo em IP6 e IP5.

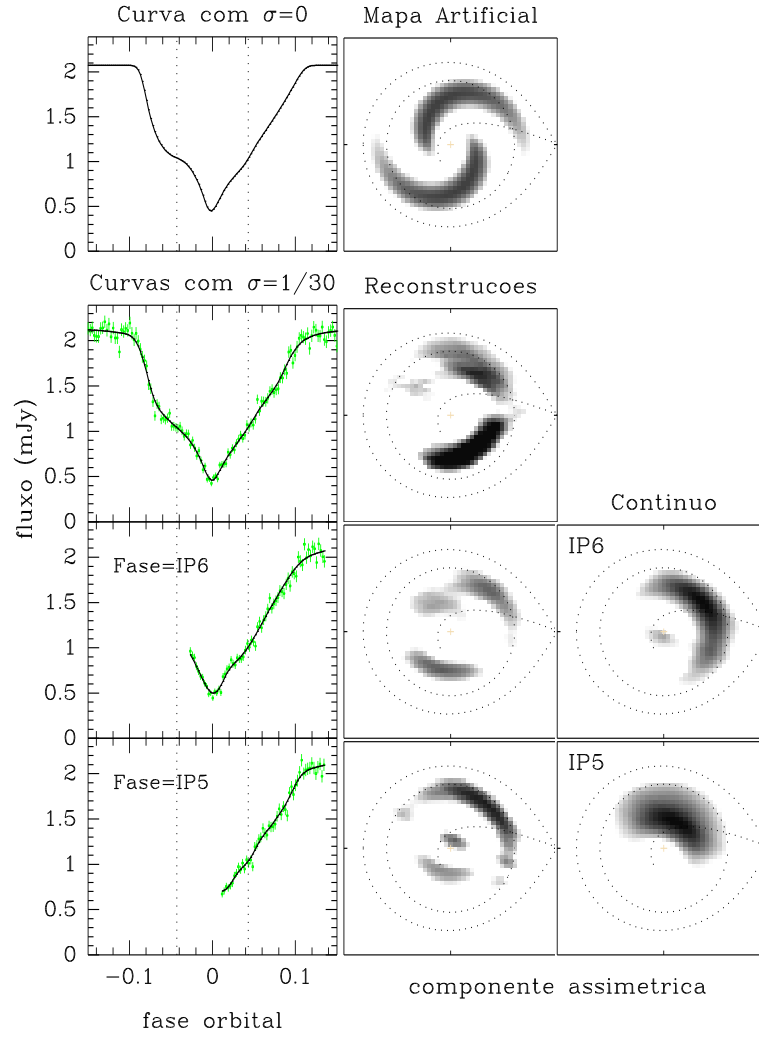


Fig. A.3: Estágio II. A notação é similar à da Fig. A.2.

Em IP6, a ausência de partes da curva de luz em fases negativas faz com que o método não seja capaz de recuperar o braço espiral localizado na parte do disco que se aproxima da secundária (o braço “*azul*”) – justamente a região do mapa amostrada pelas fases faltantes. O braço para o qual existe informação na curva de luz (o braço “*vermelho*” – do lado que se afasta da secundária) é reconstruído de forma similar ao caso da curva de luz com cobertura em fase completa.

O mapa do estágio II resulta numa curva de luz com assimetrias nas fases de ingresso e egresso, porém com uma assimetria mais destacada nas fases de ingresso. A reconstrução com fases completas obtém de forma clara o braço *vermelho*, mantendo a intensidade e posição semelhantes ao original. O braço *azul* também é razoavelmente bem reconstruído,

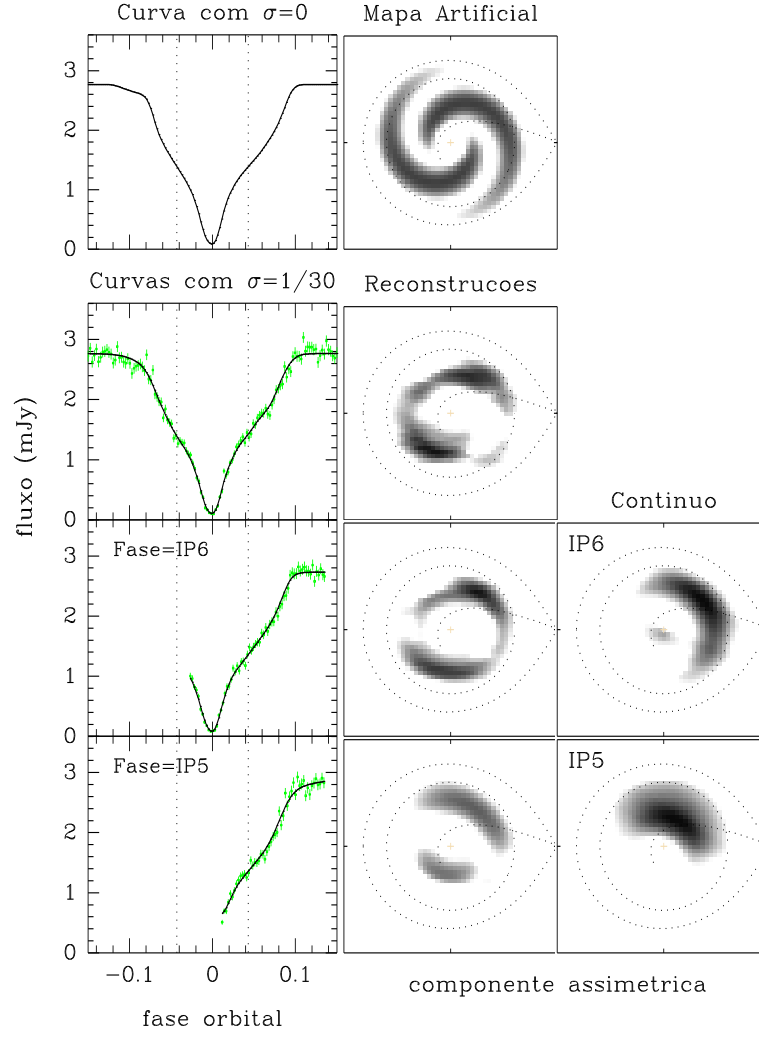


Fig. A.4: Estágio III. A notação é similar à da Fig. A.2.

porém em posição um pouco deslocada em relação ao original. Para as curvas de luz com fases idênticas à IP6 e IP5, notamos que à medida que as fases negativas são truncadas, a reconstrução do braço *azul* torna-se cada vez mais incompleta, devido à ausência de informação na curva de luz. Já o braço *vermelho* mantém-se praticamente inalterado, por ter sua informação na curva de luz presente em fases de egresso (positivas).

O mapa para o estágio III apresenta braços muito espiralados cobrindo uma grande parte do disco. Por consequência podemos observar assimetrias nas curvas de luz ao longo de todo o eclipse. As reconstruções resultantes são bastante robustas, mesmo nas fases incompletas em IP5 e IP6. Como no estágio II, o braço *azul* é o mais afetado pela cobertura em fase incompleta e, por isto, tem sua reconstrução prejudicada. A ausência do

ingresso do eclipse torna o método de mapeamento incapaz de recuperar as assimetrias nas regiões do mapa não cobertas pela curva de luz, já que depende das informações contidas na forma do eclipse (Baptista 2001).

Comparando os mapas artificiais, nos estágios II e III, com os mapas para a componente assimétricas de uma faixa selecionada do contínuo em IP5 e IP6, mostrados nas Fig. A.2, A.3 e A.4, notamos semelhanças entre as estruturas observadas, principalmente no que diz respeito as estruturas localizadas no lado do disco que se afasta da secundária, indicando a possível presença de um braço espiral. No lado que se aproxima da secundária a ausência de estruturas nos mapas de IP Peg não significa a ausência do braço espiral, mas provavelmente que o mesmo não foi reconstruído devido à cobertura em fase incompleta das curvas de luz. Esta comparação também sugere que os braços espirais em IP5 (e provavelmente em IP6) sejam mais fechados que no modelo do estágio I, em concordância com a hipótese de que o ângulo de abertura dos braços espirais se feche à medida que o disco esfria.

Em resumo, o método de mapeamento por eclipse é capaz de reconstruir estruturas assimétricas nos mapas de eclipse, contanto que as estruturas sejam bem amostradas na curva de luz. Curvas de luz com fases incompletas não permitem reconstruir estruturas assimétricas nas regiões correspondentes às fases faltantes.